Serie A, N° 3906
N° d'ordre :
4757

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude SCHUHL

PREMIÈRE THÈSE :

Mesure de sections efficaces de photo-production de neutrons en valeur absolue

DEUXIÈME THÈSE :

Proposition donnée par la Faculté

1962

Soutenues le 8 juin 1962 devant la Commission d'examen

MM. BERTHELOT — Président

Mme BENOIST-GUEUTAL, M. Pierre LEHMANN — Examinateurs

Serie A, N° 3906
N° d'ordre :
4757

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude SCHUHL

PREMIÈRE THÈSE :

Mesure de sections efficaces de photo-production de neutrons en valeur absolue

DEUXIÈME THÈSE :

Proposition donnée par la Faculté

Soutenues le devant la Commission d'examen

MM.	BERTHELOT	Président
Mme	BENOIST-GUEUTAL	Examinateurs
M.	Pierre LEHMANN	

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

C. JULIA	T	Anal. supér. et Algèbre supér.
DE BROGLIE	T	Théories physiques
PRENANT	T	Anatomie et histolog. comparées
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralog. et Cristal.
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biol. Végét. (Orsay)
AUGER	T	Phys. quant. et Relativité
MONNIER	T	Physiolog. générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E. N. S.)
CARTAN	T	Mathématiques (ENS)
LAFFITTE	T	Chimie générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du globe
Melle COUSIN	T	Biolog. anim. (SPCN)
CHRETIEN	T	Chimie minérale
DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E. N. S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
RIVIERE	T	Géologie S. P. C. N. et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie vég. (PCB)
LUCAS R.	T	Recherches Physiques
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée
MORAND	T	Physique enseignem.
SOLEILLET	T	Physique (P. C. B.)
FORTIER	T	Mécanique exp. des fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosph.
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Botanique
DE CUGNAC	T	Biolog. vég. (SPCN)
Mle CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du globe
L'HERITIER	T	Biol. gén. (Orsay)
GRIVET	T	Radioélectr. (Orsay)
PONCIN	T	Mécanique générale
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres
QUELET	T	Chimie organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chim. organ. et struc.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et phys. céleste (Orsay)
VASSY	T	Phys. de l'atmosph.
DESTOUCHES	T	Théories physiques
AMIEL	T	Chimie générale
HOCART	T	Minéralog. Cristallog.
MATHIEU	JP T	Physique (Optique)
COUTEAUX	T	Biolog. anim. (PCB)
MAY	T	Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonct. et Topologie
FELDMANN	T	Biol. végét. marine
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des probabil. et phys. mathémat.
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intég.
CHOUARD	T	Physiologie végétale
HOUILLON		Biologie animale
OLIVIER		Antropologie
MALAVARD	T	Aviation (technique aéronautique)
BRELOT	T	Calcul diff. et intég.
NORMANT	T	Synthèse organ. gén.
BENARD	T	Chimie Minérale
BUVAT	T	Botanique (ENS)
DUGUE	T	Statist. Mathémat.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie végét.
MARECHAL	T	Optique théor. et appliquée
KIRRMANN	T	Théories chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition
SALEM	T	Mathématiques générales
LELONG	T	Applic. de l'anal. à la géométrie
DEVILLERS	T	Anatomie et Histol. comparées
EHRESMANN	T	Topologie algébr.
FRANÇON	T	Physique (S. P. C. N)
GLANGEAUD	T	Géographie physique et géologie dynam.
GODEMENT	T	Mathém. (MPC)
PISOT	T	Tech. Math. de la Phys.
ROCH	T	Géologie
SCHATZMAN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Paléont. stratig.
ZAMANSKY	T	Mathém. générales
LENNUIER	T	Physique (MGP)
RIZET	T	Génétique (Orsay)
ROUTHIER	T	Géol. appliquée
Mme TONNELAT	T	Phys. théorique
DIXMIER	T	Mathémat. (MPC)
SOUCHAY	T	Chimie générale
AIGRAIN	T	Electrotechn. gén.
BRUSSET	T	Chimie systémat.
M. LEVY	T	Phys. théor. des hautes énerg. (Orsay)
Mme CHAIX	T	Chimie biologique
Mme HUREL-PY		Biol. vég. (PCB)
PIAUX	T	Chimie (M. P. C.)
BRUN	T	Mécan. théorique des fluides
LEDERER	T	Chimie biologique
Mme DUBREIL	T	Mathém. (Agrég.)
Mme LELONG	T	Mathémat. (ENS)
BELLAIR	T	Géologie (SPCN)
COTTE	T	Physique électric.
DUBOIS J. E.	T	Chimie organique
LAMOTTE	T	Zoologie (E. N. S.)
MICHEL A.	T	Chimie Minér. (Orsay)
OLMER	T	Energétique génér.
ROUAULT	T	Electricité (Orsay)
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER		Physiologie comp.
CAMUS		Phys. vég. (BMPV)
CASTAING	T	Physique (Orsay)
CURIEN	T	Minér. et Cristal.
MOYSE	T	Physiol. vég. (Orsay)
NOIROT		Evolut. des êtres organisés
PANNETIER	T	Chim. gén. (Orsay)
POSSOMPES	T	Zoologie
PULLMANN	T	Chimie théorique
TEILLAC	T	Phys. Nucl. et Radioactivité
TONNELAT	T	Biol. physic. chim.
VILLE	T	Econométrie
WILLEMART		Chimie (P. C. B.)
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches phys.
GUINOCHET	T	Biol. vég. (Orsay)
ROLLET	T	Chimie (P. C. B.)
JULLIEN J.		Chimie P. C. B.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay)
Mlle JOSIEN	T	Chimie S. P. C. N.
CHEVALLEY	T	Géométrie algébr. et théor. groupes
ARNOULT	T	Electron. (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay)
DELANGE	T	Mathém. (Orsay)
DENY	T	Mathém. gén. Orsay
GERMAIN	T	Mécan. théorique des fluides
LUCAS G.	T	Géologie
ALLARD	T	Chimie physique
BERTHELOT	T	Phys. Fondament. des haut. énerg. (Orsay)
BRICART	T	Météor. et phys. de l'atmosphère
Mme ALBE-FESSARD		Psychophysiol.
FRIEDEL		Phys. des Sol. (Orsay)
M. JULIA		Etudes des Molécul. naturel. complexes
LENDER	T	Biol. Anim. (SPCN) Orsay
MAGAT		Phys. chim. des radioél.
Melle QUINTIN	T	Electrochimie
MONOD	T	Chimie du métabol.
BENOIT	T	Phys. anim. (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique
CHARLOT	T	Chimie analytique
HAISSINSKY	T	Radiochimie
LEMEE	T	Physiol. vég. BMPV (Orsay)
GUERIN	T	Chimie M. P. C. (Orsay)
CHATELET M.		Chimie (P. C. B.)
JEAN	T	Phys. Nucl. (Orsay)
MATTLER	T	Physique S. P. C. N.
MICHEL L.		Phys. théor. des Htes Energ. (Orsay)
BERGERARD		Zoologie (Orsay)
BERTEIN		Electronique (Orsay)
BOUISSIERES		Chimie des Radioél. (Orsay)
Mme COUTURE		Thermodynam. et Méc. physique
ELLENBERGER		Géol. appl. s. le terr.
FRANC		Biol. anim. (PCB)
SCHNELL		Botan. trop. (Orsay)
STOLKOWSKI		Physiologie générale
ACHER		Chim. Biol. (Orsay)
BAUDOIN		Biol. anim. P. C. B.
BEAUMONT		Biol. anim. SPCN
BLAMONT		Géophys. ionosphère
BOURREAU		Botanique
CURIE D.		Physique (M. G. P.)
DURAND-DELGA		Géologie
FREON	T	Chimie organ. (Orsay)
HELLER		Physiolog. végétale
TORTRAT		Calcul des probabil. Géologie (SPCN)
CAILLEUX		
MAGNAN	T	Physique (SPCN)
DAUDEL	T	Mécan. ondul. appl. à la chimie théor. et à la phys. nucléaire
Mlle FOURCROY		Biolog. vég. (SPCN)
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Mécan. anal. et méc. céleste
Melle VEIL		Physiol. générale
LWOFF	T	Microbiologie
SIESTRUNCK	T	Méc. phys. et expér.
LACOMBE	T	Métal. métaux nucl.
BROCHARD	T	Phys. PCB (Orsay)
CABANNES	T	Mécanique générale
LESIEUR	T	Mathém. MPC (Orsay)
MAZET	T	Mécan. génér. (Orsay)
CAIRE		Géograph. phys. et géol. dynamique
COMOLET		Mécanique des fluides
CORABOEUF		Physiologie animale
DELLOUE		Phys. de l'exosphère
GORENFLOT		Botanique II (Orsay)
MALGRANGE		Tech. Math. de la Phys.
BLANC-LAPIERRE		Phys. ENS. (Orsay)

Secrétaire général ..... R. POULLAIN

A la mémoire de ma Tante

Dina BIQUARD
Docteur ès-Sciences

assassinée par les nazis

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION 1

Chapitre I - QUELQUES DONNEES THEORIQUES RELATIVES A LA RESONANCE GEANTE 6

1. La charge effective des nucléons 8
2. Règle de somme : section efficace intégrée 9
3. La règle de somme et les relations de dispersion 12
4. Autres règles de somme : σ_{-1} et σ_{-2} 14
   - la section efficace moyenne pondérée σ_{-1} 14
   - la polarisabilité nucléaire et σ_{-2} 16
5. La forme de la résonance géante. I. - Le modèle des couches 18
6. La forme de la résonance géante. II. - Les modèles collectifs 19
   - l'oscillateur rigide 19
   - le modèle hydrodynamique 20
   - la largeur de la résonance géante 21
7. Les noyaux déformés 22
   - le modèle hydrodynamique 22
   - le modèle à particule indépendante 24
8. L'interaction directe 27
9. L'émission de neutrons 28

Chapitre II - LES SOURCES DE GAMMA UTILISEES LORS DE L'ETUDE DES REACTIONS PHOTONUCLEAIRES 30

1. Les radioéléments 30
2. Les gamma de réactions nucléaires 31
3. Le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) 32
4. La sélection d'une raie étroite dans le spectre de freinage 35
5. L'annihilation en vol de positons 35
6. Conclusions 37

Chapitre III - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL : LE FAISCEAU DE GAMMA 38

1. Monochromation des positons. Convergence du faisceau de photons 39
2. Contrôle de la stabilité du faisceau 41
3. Position de la cible d'étude des photoneutrons 41
4. Principe de la mesure absolue du flux de gamma 42
5. Largeur de la raie gamma 45
6. Rendement du scintillateur de NaI (Tl) 46
7. Atténuation du faisceau par 49,5 mm de plomb 48
8. Intensité du faisceau de gamma au niveau de la cible de photoneutrons 48

Chapitre IV - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL : L'ENSEMBLE DE DETECTION DE NEUTRONS 52

1. Conditions géométriques 52
2. Montage électronique 54
3. Nécessité de la mesure du rendement du détecteur de neutrons en valeur absolue 56

4. Principe de la mesure du rendement du détecteur de neutrons 57

5. Mesure du rendement du détecteur bêta 59

6. Mesure du rendement du détecteur de neutrons 60

7. Remarques sur les valeurs de Ψ et α 61

Chapitre V - RESULTATS EXPERIMENTAUX 65

1. Les noyaux étudiés 65

2. Influence des photons diffusés par effet Compton sur le nombre de neutrons créés 66

3. Résultats expérimentaux 68

4. Discussion 73

a) les règles de somme 73

b) la forme de la résonance géante 77

c) lanthane et cérium 78

d) plomb et bismuth 78

e) tantale et or 80

Chapitre VI - CONCLUSION 83

BIBLIOGRAPHIE 85

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538114_0034

INTRODUCTION

L'interaction du rayonnement électromagnétique avec les noyaux atomiques fournit des éléments permettant de comprendre la structure nucléaire. Les études de décroissance par émission de photons servent couramment à déterminer les niveaux d'excitation des noyaux de même que leurs spins et parités. Par contre, l'utilisation des photons comme particules incidentes est relativement faible comparée à celle des particules de masse au repos non nulle. Une telle situation provient du fait qu'il existe peu de sources de gamma d'énergie variable et de faible largeur spectrale, ce qui produit une mauvaise résolution énergétique des résultats obtenus.

Les réactions photonucléaires sont généralement considérées comme une interaction d'un noyau et d'un photon dont l'énergie est supérieure à l'énergie de liaison de l'un des constituants du noyau et qui aboutit à l'éjection d'une ou plusieurs particules de ce noyau. Avec cette définition nous excluons les diffusions élastiques et inélastiques des photons. Ces dernières existent même en dessous des seuils d'émission de particules. Elles ont été peu étudiées, d'une part à cause de leurs faibles sections efficaces et d'autre part du fait de difficultés expérimentales.

Pour les noyaux intermédiaires et lourds, la formation du noyau composé est admise comme première approximation et le processus est alors divisé en deux étapes :

- l'absorption du gamma produisant une transition radiative du noyau, de l'état fondamental vers un état excité.
- la décroissance du noyau excité suivant les diverses voies possibles, le processus le plus probable étant l'émission de particules et en particulier de neutrons.

Les énergies de liaison des nucléons dans les noyaux lourds sont en moyenne voisines de 8 MeV. Il en ressort que les seuils des réactions (γ, n) et (γ, p) avoisineront 8 MeV tandis que les seuils d'émission de deux nucléons $(\gamma, 2n)$, (γ, np) se situeront vers 15 MeV. Ces valeurs ne sont évidemment pas valables pour les noyaux légers pour lesquels le modèle en couches semble prépondérant. Nous y trouvons le seuil le plus faible avec la réaction $^{9}Be(\gamma, n)\,^{8}Be^{*}(2\alpha)$ égal à 1,67 MeV et le seuil le plus élevé avec la réaction $^{12}C(\gamma, n)\,^{11}C$ égal à 18,77 MeV.

La théorie des réactions photonucléaires demeure nettement en arrière des progrès expérimentaux. Elle se borne à étudier les sections efficaces d'absorption électrique dipolaire totale. L'absorption d'un photon aboutit à un noyau composé dont le nombre de nucléons est identique à celui du noyau initial. Dans ces conditions, l'idéal serait de mesurer la section efficace d'absorption nucléaire totale des photons. Cette méthode expérimentale est difficile à cause de l'existence de l'absorption électronique et atomique des photons qui est nettement plus importante. Ainsi pour le plomb, à l'énergie de photons correspondant au maximum de section efficace d'absorption nucléaire, cette dernière n'est que le trentième de l'absorption atomique. Afin d'éviter cet inconvénient, les physiciens étudient plus volontiers les particules émises et principalement les photoneutrons, les neutrons pouvant traverser les cibles épaisses qui sont indispensables du fait des faibles intensités des sources de gamma et des

valeurs peu élevées des sections efficaces des réactions photonucléaires.

Dans le cas des noyaux lourds, la mesure de la section efficace de réaction (γ, n) fournira une valeur très voisine de la section efficace d'absorption totale car les réactions (γ, p) auront un rendement faible à cause de la barrière coulombienne.

Nous nous sommes proposé de mesurer les sections efficaces (γ, n) sur un certain nombre de noyaux lourds en mettant à profit une source de photons monochromatiques d'énergie continûment variable dont l'idée revient à TZARA [16] . Notre dispositif expérimental nous a permis d'effectuer ces mesures en valeur absolue.

Dans un premier chapitre, nous abordons les travaux théoriques relatifs aux réactions photonucléaires. Nous les partageons en deux groupes : d'abord les théories qui passent sous silence la structure nucléaire et qui fournissent des données valables pour tous les modèles, ensuite celles qui relient certains résultats de calcul à un modèle nucléaire particulier.

Dans un second chapitre, nous énumérons les divers types de sources de gamma existants et nous soulignons l'intérêt présenté par le dispositif que nous possédons.

Dans les troisième et quatrième chapitres, nous décrivons le dispositif expérimental en montrant comment chacun des éléments intervenant dans le calcul des sections efficaces a été déterminé en valeur absolue.

Enfin, dans le cinquième chapitre, nous présentons et discutons les résultats expérimentaux obtenus sur le cérium, le lanthane, l'or, le tantale, le plomb et le bismuth.

En implantant la recherche fondamentale en Physique Nucléaire, en m'accueillant au sein du Service de Physique Nucléaire, au Fort de Châtillon, Monsieur A. BERTHELOT m'a permis de connaître les plaisirs du travail de recherche expérimentale. Il a guidé mes premiers pas et m'a orienté vers l'étude des réactions photonucléaires. Je lui en suis profondément reconnaissant.

Les expériences que je décris ici ont été réalisées au Centre d'Etudes Nucléaires de SACLAY dans le Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie sous la direction de M. THIRION que je remercie pour le grand intérêt avec lequel il a suivi ces travaux et pour l'aide que j'ai toujours obtenue dans son service. Je tiens également à remercier notre chef de Département, Monsieur A. ABRAGAM, pour le soutien que nous avons toujours trouvé auprès de lui.

Ces recherches ont été menées à bien grâce à l'existence d'une équipe de physiciens nucléaires dirigée par M. TZARA à qui nous devons le nouvel et puissant outil que sont les photons monochromatiques ; qu'il trouve ici l'expression de mon amicale reconnaissance pour l'aide qu'il m'a apportée sur les problèmes techniques les plus divers ainsi que pour les nombreuses discussions que nous avons eues. Les membres de notre équipe savent combien je leur suis redevable. J'exprime à MM. MILLER et TAMAS ma bien sincère gratitude pour leur étroite coopération.

Ce genre de travail fait appel à de nombreux domaines de la technique. Je remercie de grand coeur les techniciens de notre groupe, MM. MALÉ, GODIN, SOUPENE et ARDIOT qui ont mis au point, avec un soin extrême, la plus grande partie de l'appareillage. Je joins à eux M. EISENBERG qui m'a fourni une partie fondamentale de l'électronique, MM. DANEYROLLE, SALVAUDON et SOUCHERE qui m'ont secondé pour les comptages. Je n'oublierai pas non plus MM. TOMASSO, RÉ et D'AGOSTINO dont le dynamisme a souvent permis des réalisations

mécaniques, parfois très complexes, en des temps records.

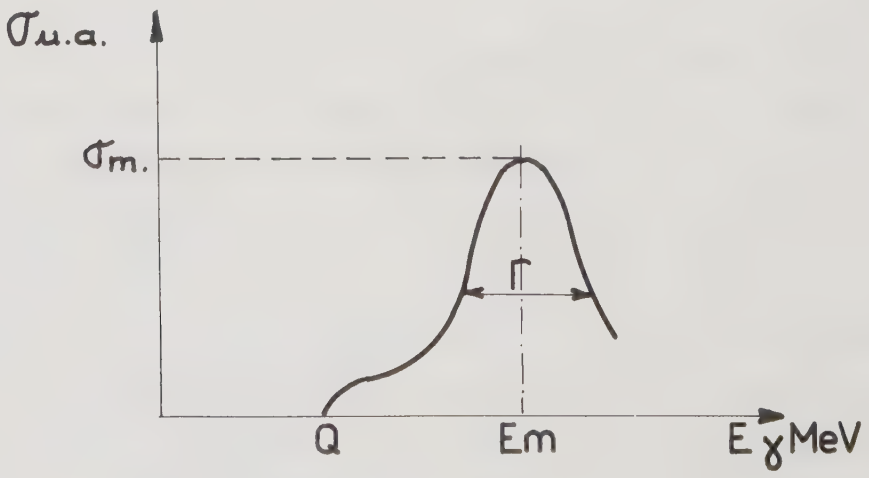
Nos résultats ont pu voir le jour du fait de l'existence de l'Accélérateur Linéaire de Saclay. Je remercie M. BERGERE pour l'énergie qu'il dépense afin que l'accélérateur dont il assure la gestion soit à même de satisfaire les exigences toujours plus sévères des physiciens nucléaires. Je remercie de même tous les membres de l'équipe de conduite de la machine pour les efforts qu'ils ont déployés afin de nous fournir un faisceau stable.

La présentation matérielle de ce mémoire eut été impossible sans le dévouement efficace et constant de Melle ROUZIC et de Mme GUGENBERGER qui savent combien je leur en suis reconnaissant.

Chapitre I

QUELQUES DONNEES THEORIQUES RELATIVES A LA RESONANCE GEANTE [1)]

La variation de la section efficace des réactions photonucléaires en fonction de l'énergie présente pour tous les éléments un maximum relativement large dénommé "résonance géante". La résonance géante se caractérise par l'énergie du maximum de la section efficace E_m, la largeur à mi-hauteur du pic Γ et la section efficace intégrée $\sigma_o = \int \sigma dE$. De plus, chaque réaction possède un seuil énergétique Q (fig. 1).



- Figure 1 - Forme caractéristique de la résonance géante.

---

1) Pour une étude détaillée des théories des réactions photonucléaires cf : [17] [18] [32].

L'énergie E_m décroît de façon monotone de 25 MeV pour les noyaux légers à 15 MeV pour les noyaux lourds, les valeurs expérimentales n'étant pas connues à mieux de 1 à 2 MeV près. La largeur Γ varie de 4 à 10 MeV mais, dans ce cas, les données expérimentales sont peu sûres. Elles permettent néanmoins de conclure qu'elle est plus grande pour un noyau déformé que pour un noyau sphérique.

Les probabilités de transition dipolaire magnétique (M1) et quadrupolaire électrique (E2) sont beaucoup plus faibles que les probabilités de transition dipolaire électrique. Il peut exister, pour un noyau donné, des domaines d'énergie où les transitions M1 et E2 sont prépondérantes. Le caractère dipolaire électrique de la résonance géante est confirmé par des études de distributions angulaires de diffusion élastique de gamma (BUSSIERE DE NERCY [76]) ainsi que de photoneutrons (cf par exemple TAGLIABUE et GOLDEMBERG [78]). En outre, le fait que les sections efficaces intégrées d'absorption totale mesurées soient voisines des valeurs calculées en admettant une transition dipolaire seule est un argument en faveur de cette hypothèse.

L'énergie d'excitation des noyaux dans la résonance géante est élevée et correspond au continuum. Les fonctions d'onde des noyaux correspondant à de tels niveaux d'excitation sont très peu étudiées. Par contre les sections efficaces d'absorption électrique dipolaire totale sont des grandeurs plus simples liées aux sections efficaces de diffusion élastique par les relations de dispersion. Dans ce cas, on ne considère que les transitions quantiques du noyau vers les niveaux d'excitation et on ne considère pas la dynamique complexe qui suit la dislocation du noyau. Les intégrales $\sigma_0 = \int \sigma \, dE$; $\sigma_{-1} = \int \sigma E^{-1} \, dE$ et $\sigma_{-2} = \int \sigma E^{-2} \, dE$ ont une forme particulière. Elles s'expriment au moyen d'éléments de matrices d'opérateurs simples pris entre les états fondamentaux du noyau.

Les règles de somme sont connues depuis longtemps en optique

atomique et moléculaire. Elles ont été appliquées depuis un certain temps aux noyaux. Toutefois, les possibilités d'en obtenir des résultats rigoureux, en ce qui concerne les réactions photonucléaires, sont loin d'être exploitées. L'analogie de l'interaction des photons avec les molecules et les noyaux permet de parler à présent d'optique nucléaire.

Le calcul de l'effet photonucléaire est plus complexe que l'effet photoélectrique non relativiste, d'abord, parce que les nucléons possèdent des masses au repos identiques tandis que la masse de l'électron est négligeable par rapport à celle du noyau, ensuite, parce qu'il existe des forces d'échange entre paires de nucléons et que le potentiel nucléaire peut dépendre de la vitesse du nucléon, de sorte que le potentiel à deux corps ne commute pas avec les coordonnées des nucléons et, enfin, parce qu'il faut tenir compte du courant mésonique... Ces contributions sont compliquées à expliciter et les théoriciens supposent, en général, que les propriétés intrinsèques des nucléons se conservent lorsqu'ils sont liés dans un noyau même si, par la suite, ils doivent admettre une différence comme le fait par exemple WILKINSON avec la "masse effective".

1. La charge effective des nucléons.

Il est souvent fait allusion, lors des calculs de l'interaction du champ électromagnétique avec les noyaux, aux charges effectives que posséderaient les protons et les neutrons et qui sont respectivement égales à :

$$e'_p = \frac{N}{A} e \qquad \text{et} \qquad e'_n = -\frac{Z}{A} e$$

où N, Z et A sont respectivement le nombre de neutrons, le nombre de charge et le nombre atomique du noyau, et e la charge électronique élémentaire.

Cette interprétation n'est valable que dans le cas de l'interaction dipolaire électrique et elle équivaut à tenir automatiquement compte du recul du noyau lorsque le champ électrique et les particules chargées interagissent. On peut alors considérer que les nucléons se déplacent indépendamment les uns des autres, ce qui permet d'appliquer le modèle des couches puisque ce dernier suppose que chaque nucléon se meut dans un potentiel moyen sans interaction avec les autres nucléons.

FULLER et HAYWARD [19] indiquent que DANOS a calculé les charges effectives pour les transitions multipolaires électriques. Pour une multipolarité L il trouve :

$$e_p = e \left\{ \left(\frac{A-1}{A}\right)^L + (-)^L \frac{Z-1}{A^L} \right\}$$

$$e_N = (-)^L e \frac{Z}{A^L}$$

2. Règle de somme : section efficace intégrée.

La section efficace d'absorption électrique dipolaire d'une raie γ de fréquence $(E_n - E_o) / \hbar$ par un système quantique à une seule charge e de masse m qui passe de son état fondamental $|o\rangle$ à un état excité $|n\rangle$ s'écrit :

$$\sigma_{on} = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} f_{on}$$

où l'on a défini une force d'oscillateur f_{on} pour les transitions électriques dipolaires entre états discrets [20] par

$$f_{on} = \frac{2m(E_n - E_o)}{\hbar^2} \left[z_{on} \right]^2 = \left[\frac{z_{on}}{\lambda\!\!\!^{-}_{on}} \right]^2$$

z étant la composante du déplacement dans la direction de la polarisation du photon, $\lambda\!\!\!^{-}_{on}$ la longueur d'onde associée à une particule de masse m

et d'énergie $(E_n - E_o)$.

Calculer la section efficace intégrée revient à sommer f_{on} sur tous les états finals possibles. L'application de la relation de fermeture nous permet d'exprimer la somme des forces d'oscillateur en fonction uniquement de l'état fondamental $|o\rangle$ du système :

$$\sum_n f_{on} = - \frac{m}{\hbar^2} \left[[H, z]\, z \right]_{oo}$$

En remplaçant l'hamiltonien par son expression $H = \frac{p^2}{2m} + V(r)$:

$$\sum_n f_{on} = - \frac{m}{\hbar^2} \left[\left[\frac{p^2}{2m}, z \right], z \right]_{oo} - \frac{m}{\hbar^2} \left[[V, z], z \right]_{oo}$$

Le second terme de cette relation ne s'annule que si le potentiel commute avec la position $\vec{r}$ (ce qui est le cas en physique atomique). Il découle de la relation de commutation $[p_z, z] = - i\hbar$ que le premier terme est égal à 1 (règle de somme de THOMAS, REICHE, KUHN [21]).

Dans le cas d'une assemblée de particules chargées, l'hamiltonien étant de la forme

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{i>j=1}^{A} V_{ij}$$

la section efficace d'absorption intégrée pour l'interaction du champ avec un seul nucléon s'écrit :

$$\int \sigma_k \, dE = \frac{e'^2}{mc} \, 2\pi^2 \hbar \left\{ 1 + v \right\}$$

où l'on pose :

$$v = - \frac{m}{\hbar^2} \left[\left[\sum_{i>j} V_{ij}, z_k \right], z_k \right]$$

La contribution de l'ensemble des A nucléons doit se calculer en attribuant à chaque nucléon sa charge effective :

$$\int \sigma \, dE = \frac{e^2}{mc} \, 2\pi^2 \hbar \, \frac{NZ}{A} \left\{ 1 + v \right\}$$

Dans le cas des forces ordinaires, $v = 0$ et

$$\int \sigma \, dE = 0,060 \, \frac{NZ}{A} \simeq 0,015 \, A \quad \text{MeV . barn}$$

Remarque :

En principe, l'intégrale doit être étendue à tout le spectre des fréquences, c'est-à-dire pour $(E_n - E_o)$ variant de 0 à ∞ . En fait, il semble logique d'introduire comme borne supérieure au domaine d'intégration le seuil de production des mésons, le calcul n'ayant tenu aucun compte de leur influence.

LEVINGER et BETHE [20] ont calculé la règle des sommes en admettant une force d'échange de MAJORANA ou de HEISENBERG, c'est-à-dire qui intervertit les positions des particules. Dans le cas d'une force de MAJORANA et en utilisant le modèle à particule indépendante, ils obtiennent :

$$\sigma_o = 0,060 \, \frac{NZ}{A} \, (1 + a x) \quad \text{MeV . barn}$$

où x est la proportion de force d'échange de MAJORANA qu'ils choisissent égale à 1/2 et où a est une constante fonction de la forme du puits de potentiel. Par exemple pour un puits carré, avec $r_o = 1,5$ fermi, en tenant compte des effets d'interférence, a égale 0,8.

OKAMOTO [22] en développant le modèle du gaz de Fermi, avec également une force d'échange de MAJORANA, pour $r_o = 1,2$ fermi. obtient :

$$\sigma_o = 0,060 \, \frac{NZ}{A} \, (1 + 1,13 \, x + 0,06 \, x^2)$$

Ce résultat rejoint celui de LEVINGER et BETHE ; la différence peut provenir du choix de r_o : ainsi, avec $r_o = 1,37$ fermi, LEVINGER et BETHE trouvent pour a la valeur 0,91.

3. La règle de somme et les relations de dispersion.

La règle de somme étudiée précédemment n'a de sens que dans la limite du théorème de SIEGERT. De plus, elle ne s'applique qu'à l'absorption dipolaire électrique. Or, il est possible de déduire une règle de somme à partir de considérations plus générales au moyen de relations de dispersion [23] .

Les relations de dispersion découlent du théorème optique de BOHR et al. [24] . Considérons une onde plane incidente en interaction avec un noyau. La diminution de l'amplitude de l'onde provient de son absorption et de sa diffusion. On peut exprimer cette diminution en faisant intervenir une onde diffusée vers l'avant mais déphasée par rapport à l'onde incidente et qui, par interférence, en détruit une partie. Il existe une relation entre la section efficace d'absorption totale (réaction plus diffusion) et l'amplitude de diffusion vers l'avant. Ce résultat est général et valable pour tous les types de particules, quelle que soit leur énergie. Il s'écrit :

$$\sigma_a (E) = 4\pi \lambda\!\!\!^{-} \, \mathrm{Im}\, S (\theta = 0, E)$$

où

$\sigma_a = \sigma_{\text{réaction}} + \sigma_{\text{diffusion}}$;

Im S ($\theta = 0, E$) est la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant à $\theta = 0$;

$\lambda\!\!\!^{-}$ est la longueur d'onde des photons d'énergie E.

Les propriétés analytiques de l'amplitude de diffusion vers l'avant permettent de démontrer les relations de dispersion qui relient les parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion, à savoir :

$$\mathrm{Re}\, S(\theta = 0, E) - \mathrm{Re}\, S(\theta = 0,\ E = 0) = \frac{E^2}{2\pi^2 \hbar c}\ \mathrm{vp} \int_0^\infty \frac{\sigma_a(E')\, dE'}{E'^2 - E^2}$$

vp signifiant valeur principale de Cauchy.

L'utilisation des relations de dispersion pour comparer un système de Z protons et N neutrons libres et un système de A = Z+N nucléons liés, en admettant qu'à très haute énergie les photons ne distinguent pas si un nucléon est lié ou non, fournit la section efficace d'absorption totale des photons intégrée entre les énergies nulles et le seuil E_μ de production de méson :

$$\int_0^{E_\mu} \sigma(E)\, dE = \frac{2\pi^2 e^2 h}{mc}\ \frac{NZ}{A}\ \left(1 + 0,1\ \frac{A^2}{NZ}\right)$$

La constante $0,1\ \frac{A^2}{NZ}$ du second membre (soit environ 0,4) a été estimée par GELL-MANN et al. [23] à partir d'expérience de photoproduction de méson π.

Ce résultat est obtenu sans faire d'hypothèses explicites sur la forme du potentiel nucléaire ; il tient compte des forces d'échange. De plus, dans la valeur de $\sigma(E)$ sont inclus tous les modes multipolaires. La comparaison à la règle de somme relative à l'absorption dipolaire permet de conclure que la contribution des autres multipoles est peu importante.

Comme le souligne DANOS [18], l'hypothèse qu'à grande énergie les neutrons et protons du noyau se comportent comme s'ils étaient libres

est la seule approximation qui puisse contenir une source d'erreur car elle néglige deux effets :

- l'énergie de liaison qui équivaut à une diminution de la masse du nucléon.
- l'absorption de l'onde électromagnétique dans le noyau, les nucléons situés "à l'arrière" dans le noyau verront une intensité moins grande que les nucléons de "devant".

4. Autres règles de somme : σ_{-1} et σ_{-2}.

Il existe d'autres règles de somme qui permettent de relier les données expérimentales aux propriétés nucléaires. Ainsi la section efficace moyenne pondérée $\sigma_{-1} = \int \sigma E^{-1} dE$ est proportionnelle au carré moyen de la distribution de charge tandis que l'expression $\sigma_{-2} = \int \sigma E^{-2} dE$ est proportionnelle à la polarisabilité du noyau.

La section efficace moyenne pondérée σ_{-1} [2)]

FOLDY [25] démontre, dans le cas des charges ponctuelles, que si on admet une fonction d'onde de l'état fondamental complètement symétrique dans l'espace des coordonnées pour toutes les paires de nucléons,

$$\sigma_{-1} = \frac{4\pi^2}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \frac{ZN}{A-1} \mathcal{R}_c^2$$

où $$\mathcal{R}_c^2 = \frac{1}{Z} \left\langle \sum_p (\vec{r}_p - \vec{R})^2 \right\rangle_{oo}$$

---

2) Cette section efficace est appelée par LEVINGER [17] "Bremsstrahlung weighted cross section". Il définit en outre une énergie moyenne harmonique W_H telle que $1/W_H = (\int \sigma/E \, dE) / \int \sigma \, dE$, c'est-à-dire $W_H = \sigma_{-1}/\sigma_o$

$(\vec{r}_p - \vec{R})$ est la position du $p^{ième}$ proton par rapport au centre de masse. Puisque le proton possède une distribution de charge propre, $\mathcal{R}_p^2$, on peut en tenir compte en admettant qu'elle n'est pas appréciablement polarisée par le voisinage des autres nucléons et écrire :

$$\sigma_{-1} = \frac{4\pi^2}{3} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \frac{ZN}{A-1} \left(\mathcal{R}_c^2 - \mathcal{R}_p^2\right)$$

HOFSTADTER [26] obtient, par l'étude de la diffusion des électrons sur le proton, la valeur $\mathcal{R}_p = 0,77$ fermi.

Le résultat de Foldy, valable dans le cas des noyaux légers, cesse de l'être pour les noyaux lourds pour lesquels la fonction d'onde nucléaire n'est pas symétrique d'espace.

Avec le modèle en couches dans le puits de potentiel de l'oscillateur harmonique, LEVINGER [27] obtient :

$$\sigma_{-1} = 0,36\ A^{4/3}\ \text{mb}$$

tandis que le modèle à particule indépendante, dans un puits de potentiel carré fini, est étudié par KHOKHLOV [28] et LEVINGER et KENT [81] . Le résultat du calcul depuis le cuivre jusqu'à l'uranium, est bien représenté, d'après LEVINGER [29] , par une expression de la forme

$$\sigma_{-1} = 0,30\ A^{4/3}\ \text{mb}$$

OKAMOTO [30] examine la correction à apporter à σ_{-1} du fait des corrélations dynamiques entre paires de nucléons. Ces dernières diminuent σ_{-1} de quelques pour-cent de la valeur obtenue avec le modèle à particule indépendante. $\Delta\sigma_{-1} / \sigma_{-1}$ varie de - 1,2 p. 100 pour le cuivre à - 4 p. 100 pour le bismuth.

La polarisabilité nucléaire et σ_{-2}.

En utilisant une technique de calcul semi-classique basée sur l'interpénétration des fluides de neutrons et de protons, MIGDAL [31] calcule le moment électrique dipolaire induit par un champ électrique externe constant. Il définit la polarisabilité α du noyau par le moment électrique dipolaire induit par un champ électrique unité et obtient :

$$\alpha = \frac{e^2 R^2 A}{40 K}$$

où R est le rayon de la sphère nucléaire, A le nombre atomique et K le coefficient du terme d'énergie de symétrie dans la formule de masse approchée de WEIZSÄCKER (ce terme s'écrit $K \frac{(N-Z)^2}{A}$).

En appliquant la théorie des perturbations indépendantes du temps au second ordre, on peut exprimer α en fonction des forces d'oscillateurs f_{on} :

$$\alpha = \hbar^2 e^2 \sum_n \frac{f_{on}}{m (E_n - E_o)^2}$$

et en déduire que

$$\sigma_{-2} = \frac{2 \pi^2}{\hbar c} \alpha$$

En tenant compte du résultat de MIGDAL, cette équation s'écrit :

$$\sigma_{-2} = \frac{\pi^2}{20} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{R^2 A}{K}$$

c'est-à-dire, en choisissant $R = 1,2 \times A^{1/3}$ fermi et K = 23 MeV,

$$\sigma_{-2} = 2,25 \times A^{5/3} \ \mu b / MeV$$

Or, d'après LEVINGER [17], les valeurs expérimentales pour onze noyaux situés entre le deutérium et l'uranium s'accorderaient avec la valeur $\sigma_{-2} = 3,5 \times A^{5/3}$ µb / MeV

Si l'on remarque que σ_{-2} est proportionnel à R^2, c'est-à-dire à r_o^2, on s'aperçoit qu'en choisissant $R = 1,5 \times A^{1/3}$ fermi, et toujours avec K = 23 MeV, la constante numérique du calcul de MIGDAL pour σ_{-2} passe de 2,25 à 3,52.

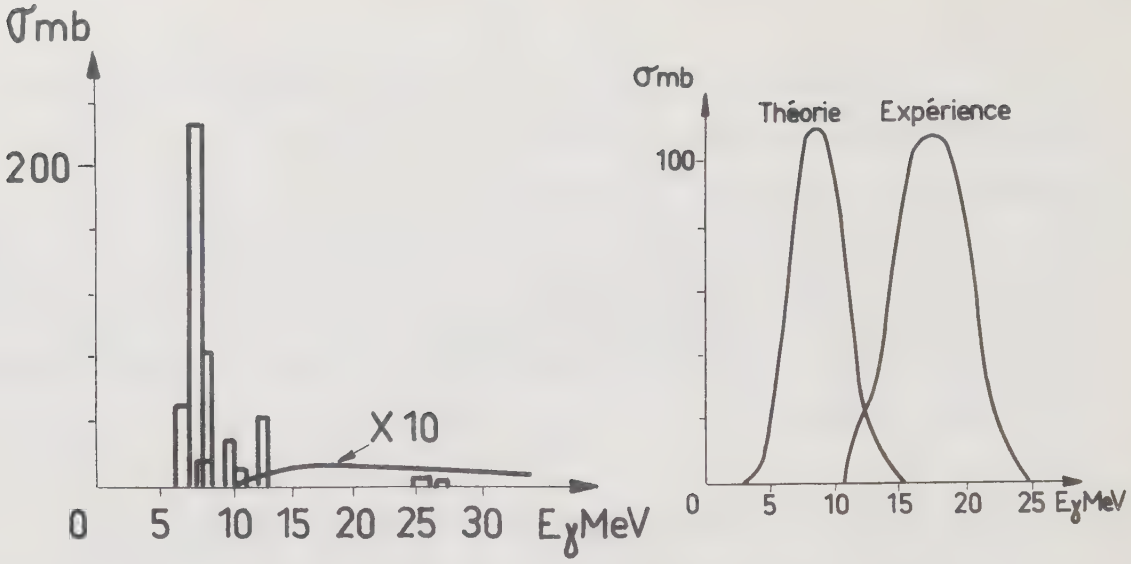
5. La forme de la résonance géante. I. - Le modèle des couches.

Jusqu'à présent nous avons seulement évoqué des intégrales de fonctions contenant la section efficace d'absorption et l'énergie des photons. Pour obtenir des informations théoriques plus détaillées sur la forme de la résonance géante, par exemple sur les valeurs de E_m et de Γ, il devient nécessaire de faire intervenir des modèles particuliers.

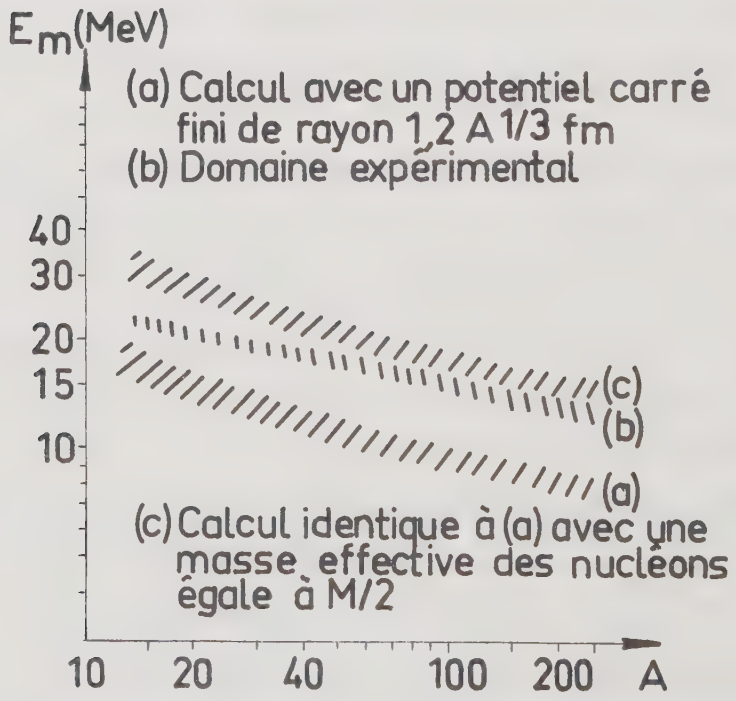
Nous devrons toujours vérifier que les résultats obtenus à partir de ces modèles cadrent correctement avec les règles de somme qui sont plus générales. En plus des données expérimentales, elles fourniront un test de validité pour les modèles proposés.

Nous étudierons les trois groupes principaux de modèles utilisés dans l'étude des réactions photonucléaires : le modèle en couches, les modèles collectifs et l'interaction directe.

Dans l'interprétation du modèle en couches, chaque transition correspondant à l'excitation d'un nucléon d'un état occupé à un état libre possède une énergie caractéristique E_n. Si les énergies E_n correspondant aux principales transitions électriques dipolaires sont voisines, alors on considère que le groupe de fréquences de résonance qu'elles forment correspond à la résonance géante. Des calculs ont été effectués avec le potentiel de l'oscillateur harmonique, le potentiel carré infini et un potentiel carré fini.



- Figure 2 - Modèle à particule indépendante dans un puits de potentiel carré fini.
a) section efficace de capture des photons. Histogramme : transition à des états liés. Courbe : transition dans le continuum.
b) comparaison de la théorie de BURKHARDT et des expériences de KATZ.



- Figure 3 - Comparaison des valeurs de E_m calculées par WILKINSON et des valeurs expérimentales (courbes en log . log)
(a) calcul avec un potentiel carré fini de rayon 1,2 $A^{1/3}$ fm
(b) domaine expérimental
(c) calcul identique à (a) avec une masse effective des nucléons égale à M/2.

Le potentiel de l'oscillateur harmonique fournit un pic de résonance étroit. LEVINGER [27], d'une part, et WEISSKOPF [33], d'autre part, obtiennent, pour l'énergie de résonance, une fonction de la masse atomique de la forme :

$$E_m = 42 \times A^{-1/3} \text{ MeV}$$

BURKHARDT [34] calcule les forces d'oscillateurs pour les transitions de 34 neutrons dans un puits carré dont la profondeur est choisie de 365 MeV afin d'obtenir, pour l'énergie de liaison des neutrons, la valeur correspondant à ^{63}Cu. Les figures 2 montrent que l'énergie de résonance ainsi calculée demeure loin en dessous de la valeur expérimentale. Cette divergence peut disparaître en utilisant un potentiel dépendant de la vitesse. WILKINSON [35] représente cette dépendance en introduisant une masse réduite, pour le nucléon se déplaçant dans le noyau, égale à la moitié de sa masse au repos. Ses résultats sont représentés sur la figure 3.

De plus, WILKINSON calcule la largeur Γ en admettant que les niveaux sont élargis parce que le potentiel possède une partie imaginaire : il aboutit à des largeurs de l'ordre de 3 à 5 MeV. Enfin, nous verrons qu'il a étudié l'influence sur Γ de la déformation du noyau.

6. La forme de la résonance géante. II. - Les modèles collectifs.

Dans l'image classique du modèle collectif, les protons oscillent par rapport aux neutrons avec une fréquence naturelle qui se calcule à partir des paramètres du modèle et qui est assimilée à la fréquence du maximum de la résonance géante.

L'oscillateur rigide.

GOLDHABER et TELLER [63] examinent un modèle classique

dans lequel l'ensemble des neutrons oscille comme une sphère rigide par rapport à l'ensemble des protons, comme le font les atomes dans le cas des cristaux. Leur résultat est :

$$E_m = 40\, A^{1/6} \text{ MeV}$$

Leur calcul de section efficace intégrée s'accorde avec les règles de somme ; ils obtiennent $\sigma_o = 0,06\ \frac{NZ}{A}$ MeV . barn.

Dans le cas où l'on peut sortir de l'hamiltonien un terme qui ne dépend que du vecteur $\vec{r} = \vec{R}_Z - \vec{R}_N$ où $\vec{R}_Z$ et $\vec{R}_N$ sont respectivement les positions vecteurs des centres de masse des protons et des neutrons, BRINK [77] montre que le modèle collectif de vibration de GOLDHABER et TELLER est contenu dans la description du modèle des couches. FABRE DE LA RIPELLE [32] développe ce formalisme.

Pour un noyau sphérique et un potentiel gaussien $V_o = e^{-\alpha r^2}$, il montre que, si $\frac{1}{\alpha} \ll 0,8\ R^2$, l'énergie maximale E_m varie comme $A^{-1/3}$ alors que, pour un potentiel de YUKAWA et un modèle de rayon $R = r_o . A^{1/3}$, elle varie comme $A^{-1/6}$ pour les noyaux lourds. La différence entre les variations en $A^{-1/3}$ et $A^{-1/6}$ n'est pas considérable pour les noyaux lourds, elle le devient pour les noyaux légers. De même à partir d'un modèle à particules indépendantes avec une distribution de Fermi, il retrouve une variation voisine de $A^{-1/6}$. Les résultats sont en bon accord avec l'expérience comme nous le verrons par la suite.

Le modèle hydrodynamique.

Les neutrons et les protons forment deux fluides incompressibles tels qu'en tout point du noyau la densité totale $\rho = \rho_N + \rho_p$ soit constante (ρ_N et ρ_p sont les densités en un même point du fluide neutronique et du fluide protonique). STEINWEDEL et JENSEN [36] admettent l'existence d'une densité d'énergie en chaque point due au déséquilibre des densités de

protons et de neutrons et égale à $K \frac{(\rho_p - \rho_N)^2}{\rho}$ où K est le coefficient du terme correspondant dans la formule semi-empirique de WEISZÄCKER pour les masses atomiques. Enfin, ils considèrent que la surface nucléaire est rigide et aboutissent à :

$$E_m = 60 \times A^{-1/3} \text{ MeV}$$

DANOS [18] reprend le modèle hydrodynamique. Il trouve plusieurs modes de résonance. Pour le premier, qui contribue pour 85 p. 100 à la section efficace intégrée, il obtient :

$$E_m = 70 \times A^{-1/3} \text{ MeV}$$

En tenant compte des corrections d'échange, de la non-rigidité de la surface nucléaire et des forces coulombiennes il trouve :

$$E_m = (78 \text{ à } 83) \times A^{-1/3} \text{ MeV}$$

La largeur de la résonance géante.

La largeur de la résonance géante est introduite dans le modèle hydrodynamique par l'intervention de forces d'amortissement de l'oscillation.

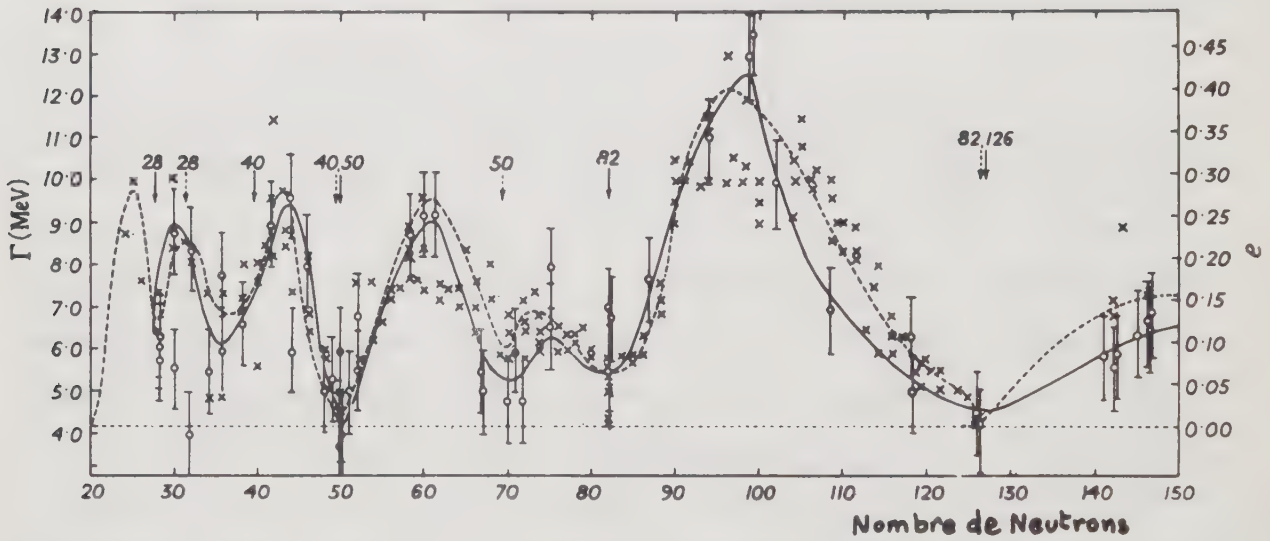
Si nous admettons que les nucléons se déplacent sans frottement à l'intérieur du noyau et que la dissipation d'énergie est produite par couplage avec les vibrations de surface, nous obtenons, avec REIFMAN [37], une largeur trop grande (environ d'un facteur 4).

Au contraire, si nous considérons, comme le fait WILDERMUTH [38], que l'amortissement est produit par les chocs des nucléons entre eux, nous obtenons :

$$E_m = 70,8 \times A^{-1/3} \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 48,7 \times A^{-2/3} \text{ MeV}$$

En fait, la variation de la largeur de la résonance géante en fonction du nombre atomique est plus complexe. La figure 4, extraite d'un travail de OKAMOTO [40] , montre l'influence incontestable de la déformation du noyau sur la largeur du pic.



- Figure 4 - Corrélation entre l'excentricité nucléaire e et la largeur de la résonance géante Γ (d'après OKAMOTO).
x excentricité nucléaire
largeur de la résonance géante
--→ nombre magique de protons
⟶ nombre magique de neutrons.

7. Les noyaux déformés.

Dans le modèle hydrodynamique, l'énergie de résonance se calcule en résolvant le système d'équations aux valeurs propres [36]

$$\Delta \rho_p + k^2 \rho_p = 0$$

$$(\vec{n} . \overrightarrow{grad}\ \rho_p)_{surface} = 0$$

où $k^2 = \frac{u^2}{w^2}(1 - i\frac{\Gamma}{w})$ et $u^2 = \frac{8K}{M}\frac{NZ}{A^2}$

k est la valeur propre, $\vec{n}$ un vecteur unitaire perpendiculaire à la surface, M la masse du nucléon et K la constante de symétrie dans la formule de WEISZÄCKER.

Avec un noyau sphérique, pour le mode dipolaire le moins énergique, la solution s'écrit :

$$k = \frac{2,08}{R}$$

où R est le rayon de la sphère nucléaire.

Dans le cas du noyau sphéroïdal, les valeurs propres dépendent de la déformation. DANOS [41] calcule la solution pour un ellipsoïde de révolution d'axes a et b (a est l'axe de révolution). Il choisit comme paramètre de déformation [3] :

$$\varepsilon = \frac{a^2 - b^2}{R^2}$$

parce qu'il est proportionnel au moment quadrupolaire.

$$Q_o = \frac{2}{5} R_o^2 \quad ZA^{2/3}$$

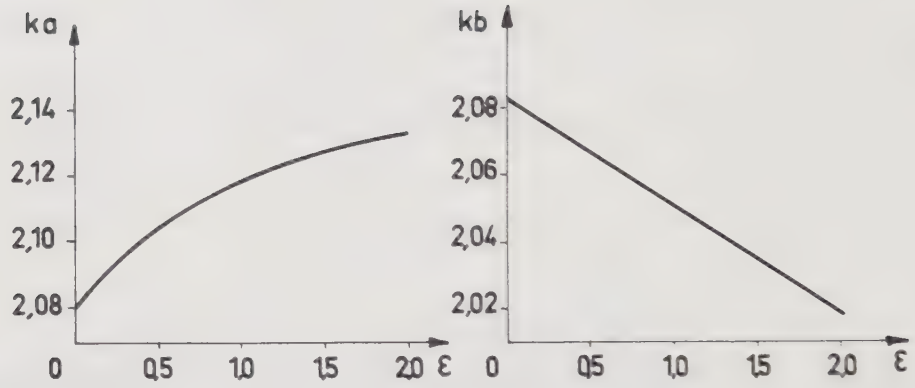
où l'on a posé $R^3 = R_o^3 A = ab^2$; R est le rayon d'une sphère de même volume.

L'évolution des valeurs propres ka et kb en fonction de ε est représentée sur la figure 5. Elles varient peu dans le domaine des déformations nucléaires et on peut écrire avec assez de précision que :

$$E_b / E_a = 0,911 \frac{a}{b} + 0,089$$

---

3) Remarque : ε est relié à la constante β de BOHR et MOTTELSON [42] et à la constante δ de NILSSON [43] par $\beta = 0,53\,\varepsilon$ et $\delta \simeq 1/2\,\varepsilon$



- Figure 5 - Valeurs propres de ka et kb en fonction du paramètre de déformation du noyau $\varepsilon = (a^2 - b^2) / R^2$ (cf. DANOS).

Si le décalage $(E_a - E_b)$ est inférieur à la demi-largeur de la résonance, les pics seront uniquement élargis. Par contre si $(E_a - E_b)$ est supérieur à cette demi-largeur, deux pics apparaîtront.

Pour un noyau orienté au hasard, nous aurons, pour la section efficace, l'expression

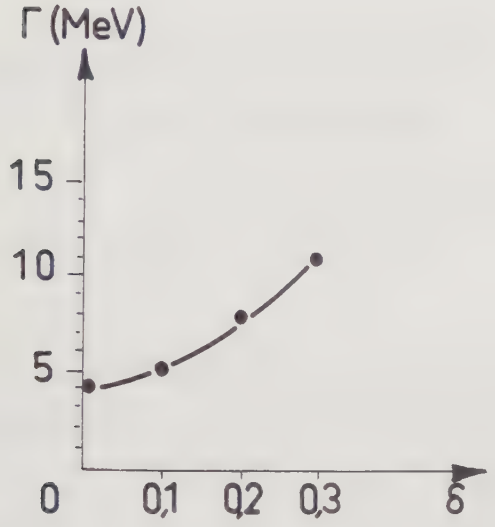
$$\langle \sigma(E) \rangle = \frac{1}{3} \sigma_a (E) + \frac{2}{3} \sigma_b (E)$$

Le modèle à particule indépendante.

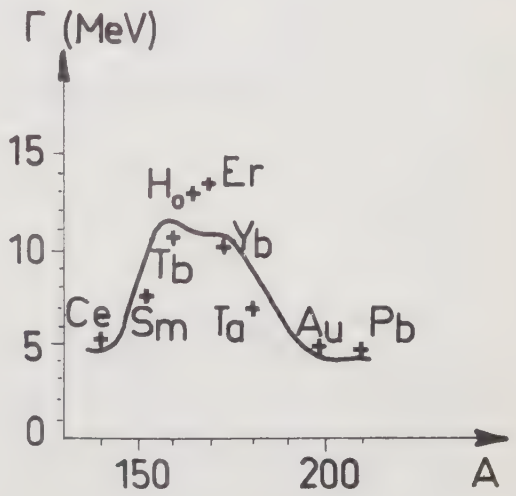
Le modèle à particule indépendante basé sur le potentiel de l'oscillateur harmonique fournit des niveaux qui ne sont pas en accord avec l'expérience. Cependant il est possible d'examiner l'évolution de la forme de la résonance en admettant une déformation du noyau. WILKINSON [44] choisit, comme paramètre, le paramètre de NILSSON δ lié au moment quadrupolaire intrinsèque par la relation :

$$Q_o \simeq 0,8 \, Z \, R^2 \, \delta \, (1 + \frac{2}{3} \delta)$$

Le calcul montre un élargissement important avec la déformation. La figure 6 représente l'évolution de la largeur de la résonance géante pour un noyau de nombre atomique A = 160 en fonction de δ . Choisie égale à 4,5 MeV pour $\delta = 0$, elle atteint 12 MeV pour $\delta = 0,3$. WILKINSON compare ses calculs (figure 7) aux résultats expérimentaux du groupe du National Bureau of Standards.

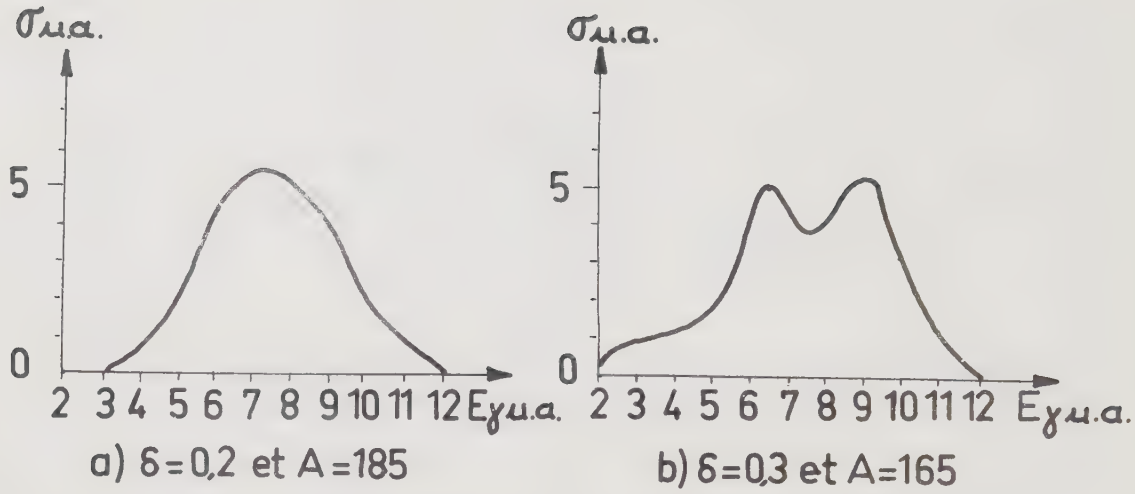


- Figure 6 -
Largeur de la résonance géante pour A ~ 160 en fonction de la déformation δ .



- Figure 7 -
Largeur de la résonance géante. Courbe : calculs de WILKINSON ajustés. Points : valeurs expérimentales du N. B. S.

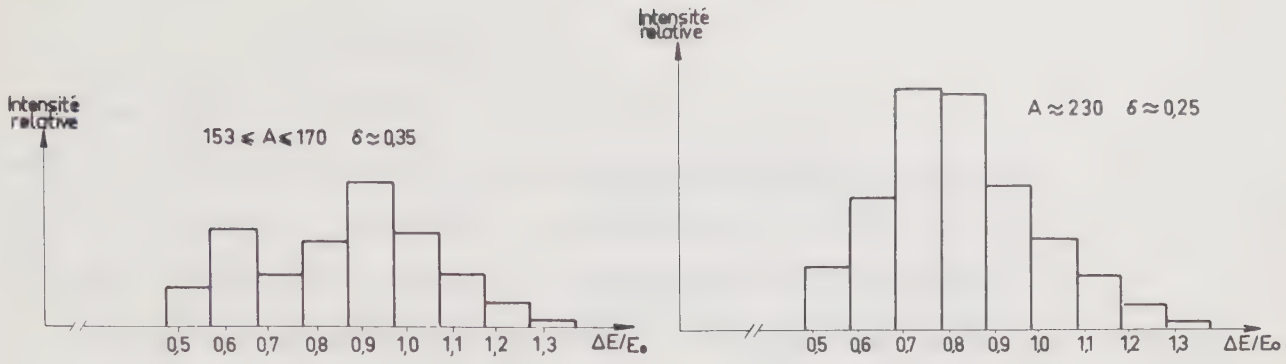
Compte tenu des incertitudes tant expérimentales que théoriques, l'accord est relativement correct. Lorsque la déformation est importante, le modèle choisi met en évidence le dédoublement de la résonance (cf. figures 8a et 8b). Signalons toutefois que WILKINSON est dans l'obligation de choisir une unité d'énergie arbitraire. En la prenant égale à 2 MeV, les pics correspondent en gros aux valeurs expérimentales.



- Figure 8 - Courbe d'absorption des photons par un noyau de masse atomique A et de déformation δ .

MOTTELSON et NILSSON [45] étudient le mouvement des particules dans un potentiel d'oscillateur harmonique non isotrope, possédant une symétrie axiale. Un tel modèle aboutit à deux spectres de raies de résonance correspondant aux vibrations longitudinales E_z et aux vibrations transversales $E_\perp$. Ils calculent l'élargissement de ces raies en tenant compte des effets dus à la rotation du noyau, à la déformation du potentiel de l'oscillateur harmonique et à l'interaction du nucléon excité et du reste du noyau. A titre d'exemple, ces auteurs présentent deux spectres de résonances, la première calculée pour le cas d'un noyau du début des terres rares correspondant à une déformation très grande ($\delta \simeq 0,35$) et la seconde se rapportant à des noyaux lourds de masse voisine de 230 pour lesquels la déformation est plus faible ($\delta \simeq 0,25$) (cf. figures 9a et 9b).

Ce modèle fait également apparaître un dédoublement du pic pour les déformations importantes.



- Figure 9 - Résonance géante : potentiel d'oscillateur harmonique non isotrope, à symétrie axiale.

8. L'interaction directe.

L'interaction directe a été introduite par COURANT [46] pour expliquer le rendement anormalement grand des photoprotons. L'état excité par absorption d'un photon est un état du modèle des couches dans lequel il représente le nucléon excité par une onde sortant du noyau. Dans ce modèle schématique, l'interaction de la particule émise et du reste du noyau est négligée. Il s'ensuit une surestimation de la section efficace de production de photoprotons. Or le nombre de protons expérimentaux était en accord avec celui calculé par COURANT. Cette coïncidence s'explique si nous remarquons que le maximum de section efficace d'après ce modèle (repris par BURKHARDT) se situe aux environs de la moitié des valeurs expérimentales.

Le mécanisme de l'interaction directe explique que l'intensité de photonucléons de grande énergie est supérieure à celle calculée d'après l'évaporation du noyau composé.

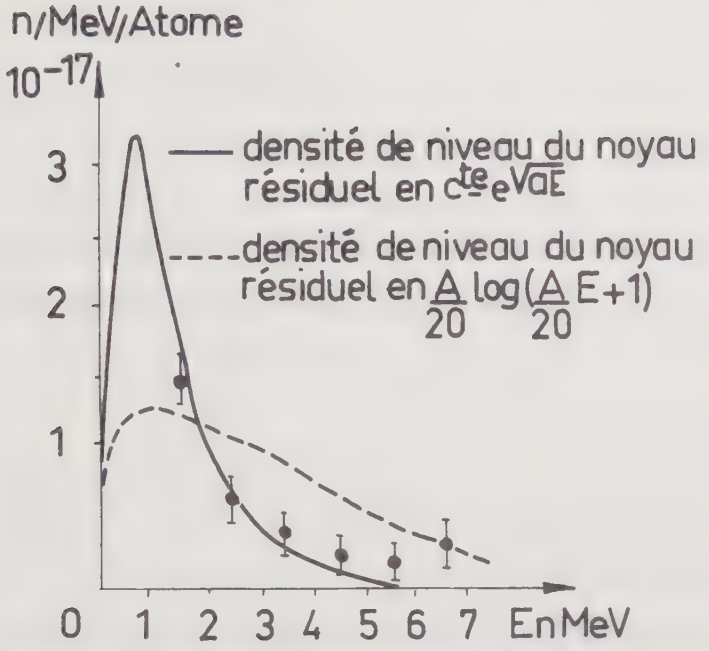
9. L'émission de neutrons.

Les mesures relatives à l'émission de photoneutrons par les noyaux moyens et lourds sont relativement nombreuses. Elles comprennent :

- la proportion de photoneutrons comparée aux autres processus,
- les spectres énergétiques par protons de recul dans les émulsions ionographiques et par les détecteurs à seuil,
- les distributions angulaires.

Seulement presque toutes les expériences sont effectuées avec des spectres de freinage et peu d'auteurs ont utilisé les méthodes d'analyse pour calculer les spectres de neutrons correspondant à une énergie de γ donnée. Des résultats obtenus il est possible, néanmoins, de conclure que la plus grande proportion des neutrons émis correspondent au modèle statistique. Ils possèdent une énergie de l'ordre de la "température" nucléaire avec une queue maxwellienne vers les grandes énergies à laquelle il convient d'ajouter un excès de neutrons d'environ 5 à 10 p. 100 de l'ensemble des photoneutrons. Cet excès semble correspondre aux prévisions de WILKINSON pour l'interaction directe. Les neutrons de faible énergie sont émis de façon isotrope tandis que les neutrons d'énergie élevée ont une distribution angulaire en $(a + b \sin^2\theta)$. Parmi les travaux les plus détaillés dans ce domaine, signalons les expériences de PRICE [47] sur la réaction $^{209}Bi\ (\gamma, n)\ ^{208}Bi$. Il mesure l'énergie des neutrons par protons de recul dans les émulsions. Les résultats (figure 10) s'accordent avec une densité de niveau énergétique du noyau résiduel de la forme :

$$\rho(E) = \text{cte}\ e^{\sqrt{aE}}$$



- Figure 10 - Distribution énergétique des photoneutrons de ^{209}Bi irradié avec un spectre de freinage.

Chapitre II

LES SOURCES DE GAMMA UTILISEES LORS DE L'ETUDE DES REACTIONS PHOTONUCLEAIRES

Les sources de photons réels dont disposent les physiciens nucléaires sont :

- les radioéléments naturels et artificiels,
- les gamma de réactions nucléaires,
- le rayonnement de freinage d'électrons préalablement accélérés dans des bétatrons, synchrotrons et accélérateurs linéaires,
- les gamma d'annihilation en vol de positons.

1. Les radioéléments.

La plupart des radioéléments qui se désintègrent avec émission de gamma produisent des γ d'énergie inférieure à la quasi totalité des seuils énergétiques de photodésintégration des noyaux. Le thorium C'' est le radioélément naturel fournissant le rayonnement γ le plus énergique, soit 2,62 MeV et les réactions nucléaires ayant les seuils les plus bas sont :

$^{9}_{4}Be\ (\gamma, n)\ ^{8}_{4}Be\ (2\alpha)$ $\qquad$ Q = - 1,67 MeV

$^{2}_{1}D\ (\gamma, n)\ ^{1}_{1}H$ $\qquad$ Q = - 2,22 MeV

$^{6}_{3}Li\ (\gamma, d)\ ^{4}_{2}He$ $\qquad$ Q = - 1,47 MeV

La première de ces réactions est utilisée comme source de neutrons dans les mélanges radium-béryllium.

Historiquement, les premières mises en évidence de photodésintégration furent obtenues avec les rayonnements gamma de ThC". CHADWICK et GOLDHABER [1] étudièrent le deutérium et SZILARD et CHALMERS [2] le béryllium.

Ce type de source gamma est pratiquement abandonné pour l'étude de l'interaction des photons et des noyaux.

2. Les gamma de réactions nucléaires.

Les réactions nucléaires sont des sources gamma d'intensité relativement faible. De plus, quelques cas mis à part, elles fournissent, non une raie pure mais un mélange. En outre, elles ne permettent pas une variation continue de l'énergie des gamma dans le domaine de la résonance géante. Néanmoins, elles demeurent utiles pour la mesure précise des sections efficaces de photoproduction à une énergie gamma donnée et servent à "calibrer" les résultats obtenus au moyen de spectre de freinage.

Les réactions les plus connues sont énumérées dans le tableau I.

Tableau I - Réactions nucléaires produisant des gamma énergiques

Réaction	Seuil énergétique (MeV)	Nbre de raies
$^{3}H\ (p,\gamma)\ ^{4}He$	- 19,812	1
$^{7}Li\ (p,\gamma)\ ^{8}Be$	- 17,253	2
$^{11}B\ (p,\gamma)\ ^{12}C$	- 15,958	1
$^{13}C\ (p,\gamma)\ ^{14}N$	- 7,546	2
$^{19}F\ (p,\alpha\gamma)\ ^{16}O$	- 8,119	5

La réaction $^{7}Li\ (p, \gamma)$ est celle qui a été la plus utilisée et tout d'abord par BOTHE et GENTNER en 1937 [3] .

3. Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).

Le rayonnement de freinage est, jusqu'à présent, la principale source de rayonnement gamma de grande énergie malgré la difficulté d'interprétation des mesures due au fait que le résultat brut obtenu expérimentalement n'est pas directement proportionnel à la section efficace de la réaction étudiée pour une énergie de gamma déterminée.

Ce résultat est proportionnel à l'intégrale du produit du spectre énergétique du rayonnement de freinage par la section efficace :

$$\rho(E_o) = \alpha \int_o^{E_o} N(h\nu, E_o)\ \sigma(h\nu)\ d(h\nu)$$

où

$\rho(E_o)$ est le résultat de la mesure correspondant à une énergie E_o des électrons produisant le spectre de freinage.

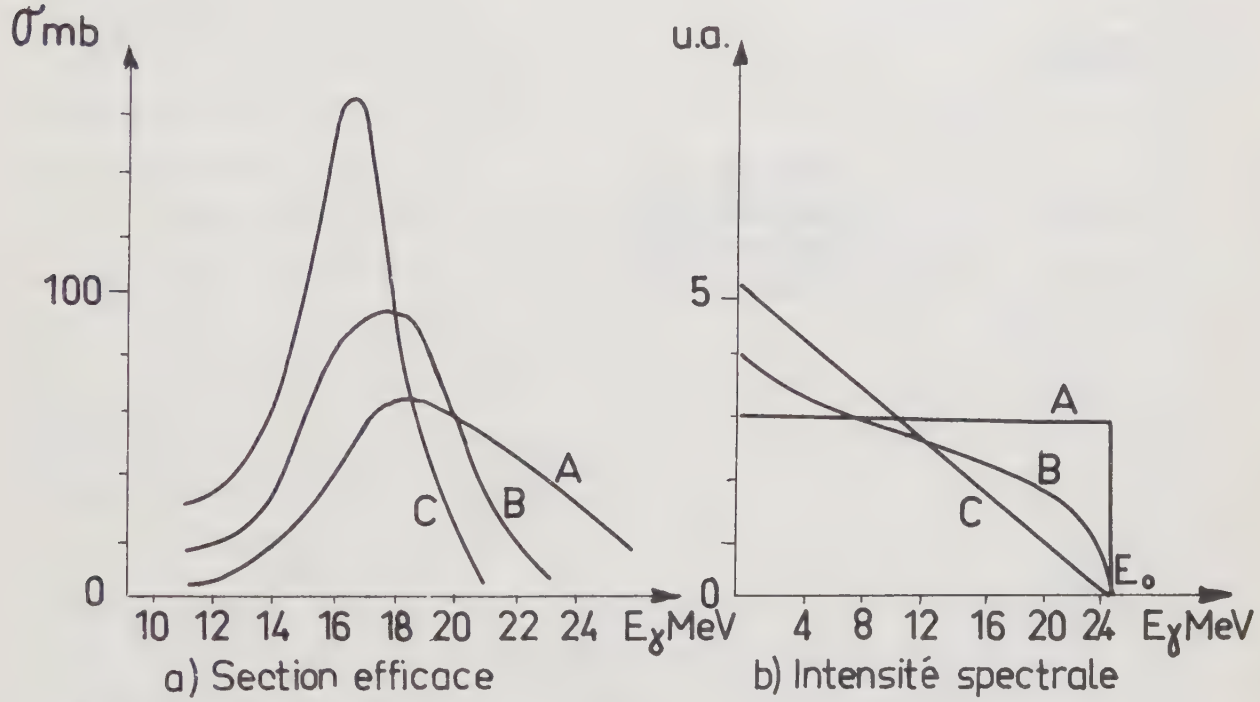
$N(h\nu, E_o)$ est le nombre de gamme d'énergie $h\nu$ par bande d'unité d'énergie (par exemple 1 MeV) créé par freinage d'un électron d'énergie E_o.

$(h\nu)$ est la section efficace du phénomène étudié pour des photons d'énergie $h\nu$.

α est une constante qui fait intervenir l'intensité du faisceau d'électrons, le rendement du détecteur et les considérations d'ordre géométrique.

Il est donc nécessaire de calculer $\sigma(h\nu)$ à partir de la détermination des fonctions $\rho(E_o)$. Les deux principales méthodes employées (méthode par différence du nombre de photons [4] et technique de PENFOLD et LEISS [5]) sont très sensibles aux petites erreurs sur les valeurs de

$P(E_o)$ ainsi qu'à la forme calculée du spectre de freinage $N(h\nu, E_o)$. Cet argument est mis en relief par la figure 11 tirée d'un travail de JOHNS et al. [6] . De plus ces deux méthodes posent comme principe que la section efficace est une courbe monotone sans irrégularités. Il en résulte

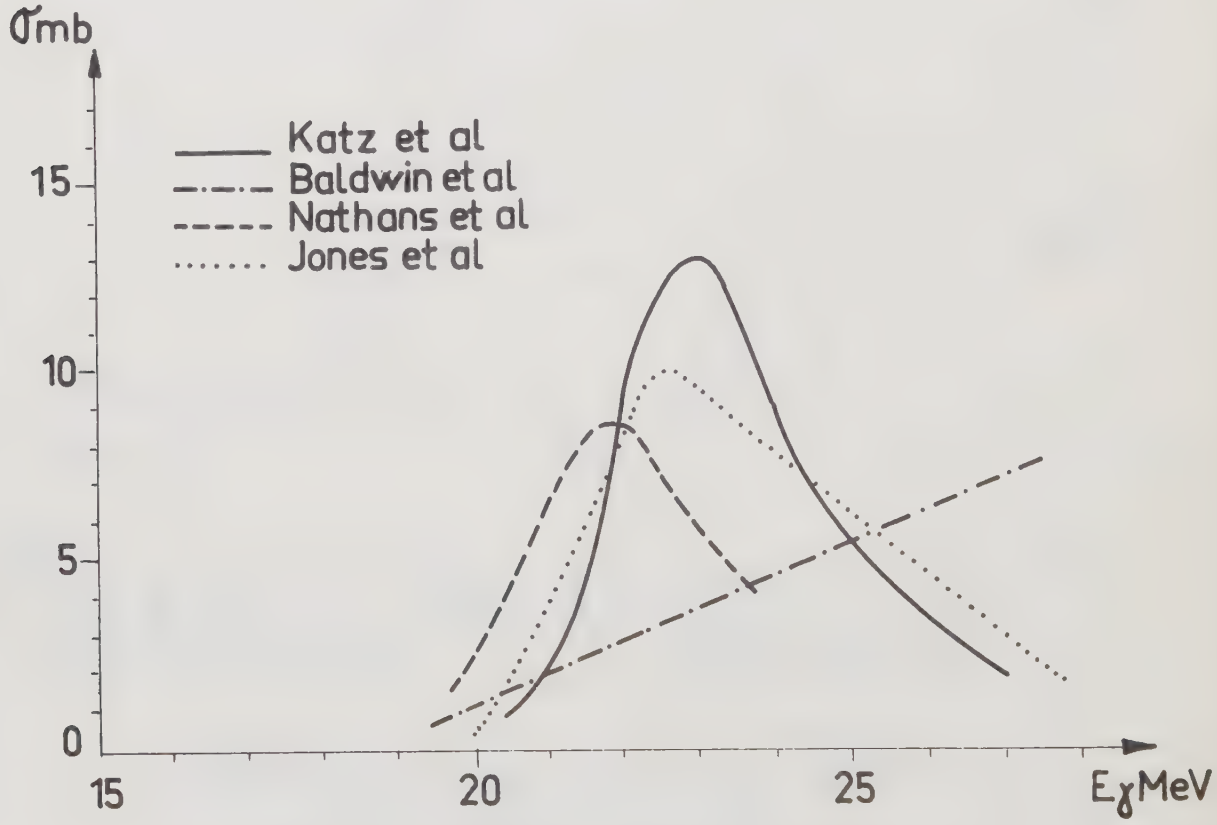


- Figure 11 - Section efficace de la réaction $^{63}Cu(\gamma,n)\,^{62}Cu$ calculée pour diverses formes du spectre de freinage (JONES et al.)
A : spectre en 1/E ; B : spectre de SCHIFF ;
C : spectre en $(1/E - 1/E_o)$.

de très grandes divergences tant dans les valeurs de section efficace d'une photoréaction donnée que dans la forme de la courbe de variation de cette section efficace en fonction de l'énergie, suivant les auteurs. La figure 12 souligne cette remarque dans le cas de la réaction $^{12}C\,(\gamma,n)\,^{11}C$. On y compare les travaux de BALDWIN et KLAIBER [7] , KATZ et CAMERON [4] , JONES et TERWILLIGER [8] et NATHANS et HALPERN [9] .
Il est difficile de savoir si les écarts obtenus proviennent des différences

de techniques expérimentales ou de la variation du spectre énergétique du faisceau de freinage d'un accélérateur à l'autre.

Malgré ce défaut non négligeable, l'utilisation des spectres de freinage a joué un grand rôle dans le développement des réactions photo-nucléaires.



- Figure 12 - Section efficace de la réaction $^{12}C(\gamma, n)\ ^{11}C$ suivant divers auteurs.

De nombreux seuils de réactions (γ, n), (γ, p), $(\gamma, 2n)$, (γ, np) et (γ, α) ont été mesurés fournissant des éléments pour le calcul des masses nucléaires. La mise en évidence de la résonance géante leur est due ainsi que celle de ses principales propriétés telles que l'évolution de la position du maximum de la section efficace, de la section efficace intégrée avec la masse atomique et de la largeur de la "bosse" autour des noyaux "magiques".

4. La sélection d'une raie étroite dans le spectre de freinage.

Il est possible de sélectionner, dans le spectre de freinage, une bande d'énergie relativement étroite.

a) La détection des gamma au moyen d'un spectromètre à paires (ZIEGLER [10]) ou un spectromètre Compton (MIHAILOVIC et al. [11] et TAMAS et al. [12]) permet la mesure de l'absorption totale (nucléaire et atomique) des photons dans la matière avec une résolution en énergie qui peut atteindre 0,5 p. 100.

b) La coïncidence entre un électron d'énergie connue, détecté après l'interaction radiative et l'évènement associé au gamma de freinage est la base du "monochromateur du spectre de freinage". Cette technique, mise au point par WEIL et Mc DANIEL [13] , puis perfectionnée par O'CONNEL et al. [14] , produit des gamma dont la largeur est d'environ 150 keV à 15 MeV.

c) La fluorescence résonnante. Le cas le plus intéressant est certainement fourni par la diffusion résonnante des photons sur le niveau de 15,11 MeV du carbone-12 observée par HAYWARD et FULLER [15] . La raie diffusée est extrêmement fine, sa largeur est de 64 eV.

d) Les effets d'interférence dus à la périodicité du potentiel dans un monocristal aboutissent à une déformation du spectre de freinage des électrons de grande énergie. Les calculs de ÜBERALL [79] [80] montrent que ces effets sont importants mais non exploitables dans le domaine d'énergie que nous étudions.

5. L'annihilation en vol de positons.

Cette technique a été proposée et calculée par TZARA [16] et mise au point à SACLAY par son équipe. Des positons sont créés à partir d'un faisceau intense d'électrons de grande énergie heurtant une cible de

nombre atomique élevé (du platine, par exemple). Le processus principal générateur de positons est la cascade "ELECTRONS-PHOTONS DE FREINAGE - PAIRES D'ELECTRONS". Un ensemble d'aimant permet de sélectionner un faisceau de positons monoénergétique qui est ensuite dirigé vers une cible d'annihilation de nombre atomique aussi bas que possible afin de diminuer au maximum la proportion de photons produits par freinage dans la cible d'annihilation elle-même. L'annihilation en deux photons est nettement prépondérante. Si dans le système du centre de masse de l'ensemble négaton-positon, les énergies des deux photons émis sont égales, dans le système du laboratoire on peut calculer que, dans la direction du positon incident, aux énergies relativistes, l'énergie k_o du photon créé est :

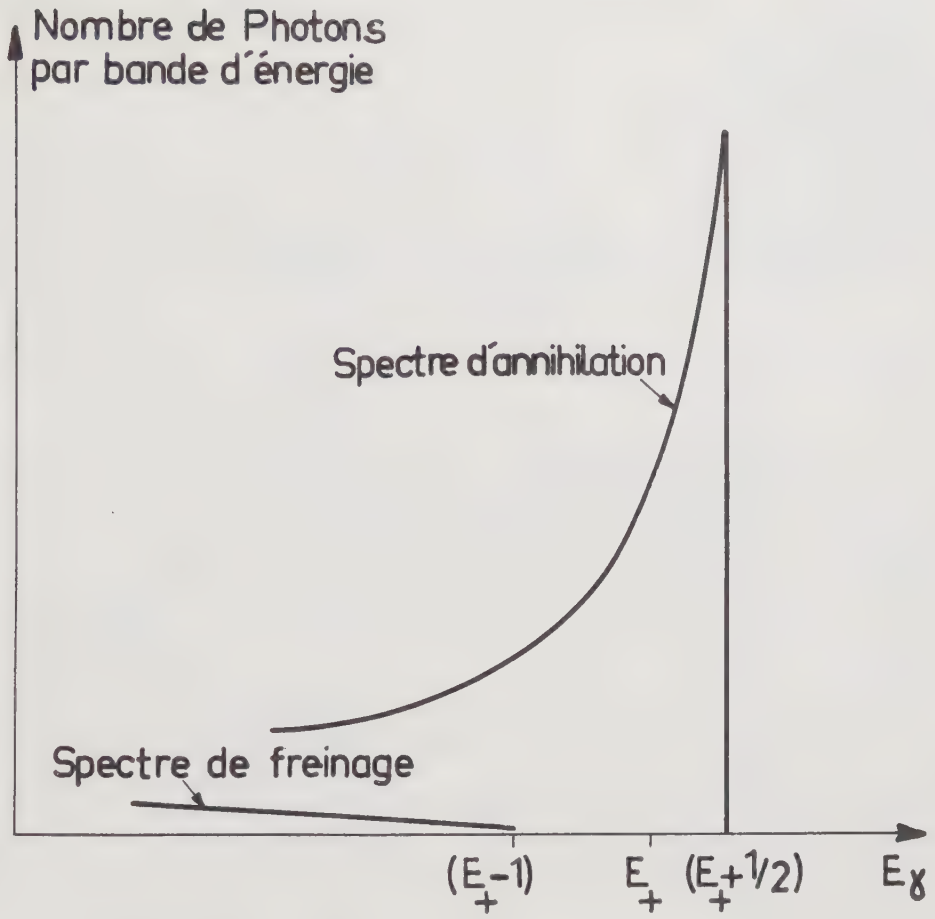
$$k_o = E_+ + \frac{1}{2} mc^2$$

où E_+ est l'énergie totale du positon incident et $mc^2 = 0,511$ MeV sa masse au repos.

Le rayonnement de freinage des positons dans la cible d'annihilation est une source de bruit de fond. Son intensité relative augmente avec l'énergie des positons. On peut en tenir compte en remplaçant les positons par des négatons par simple inversion du sens du champ magnétique dans les aimants.

Pour une intensité et une énergie d'électrons heurtant la cible de platine donnée, l'intensité de positons est fonction de l'énergie.

La figure 13 représente le spectre total produit par des positons dans une cible d'hydrure de lithium à partir d'un faisceau de positons d'énergie E_+. Avec un faisceau de 28 MeV et de 70 μA, on peut obtenir dans 100 cm^2 quelques millions de photons de 15 MeV d'énergie, de 0,4 MeV de largeur, par minute.



- Figure 13 - Spectre de photons produits dans HLi par des positons d'énergie E_+ (cf. TZARA).

6. Conclusions.

L'annihilation en vol de positons monoénergétiques fournit une source de photons monochromatiques d'énergie continûment variable. Bien que la cascade "négatons - spectre de freinage - création de paires - annihilation en vol des positons" ait un rendement global faible, l'intensité assez importante d'électrons sortant d'un accélérateur linéaire permet d'obtenir une intensité de gamma monochromatiques suffisante pour étudier l'interaction des photons avec les noyaux.

C'est ce dernier type de source que nous avons utilisé pour la mesure des sections efficaces de production de photoneutrons.

Chapitre III

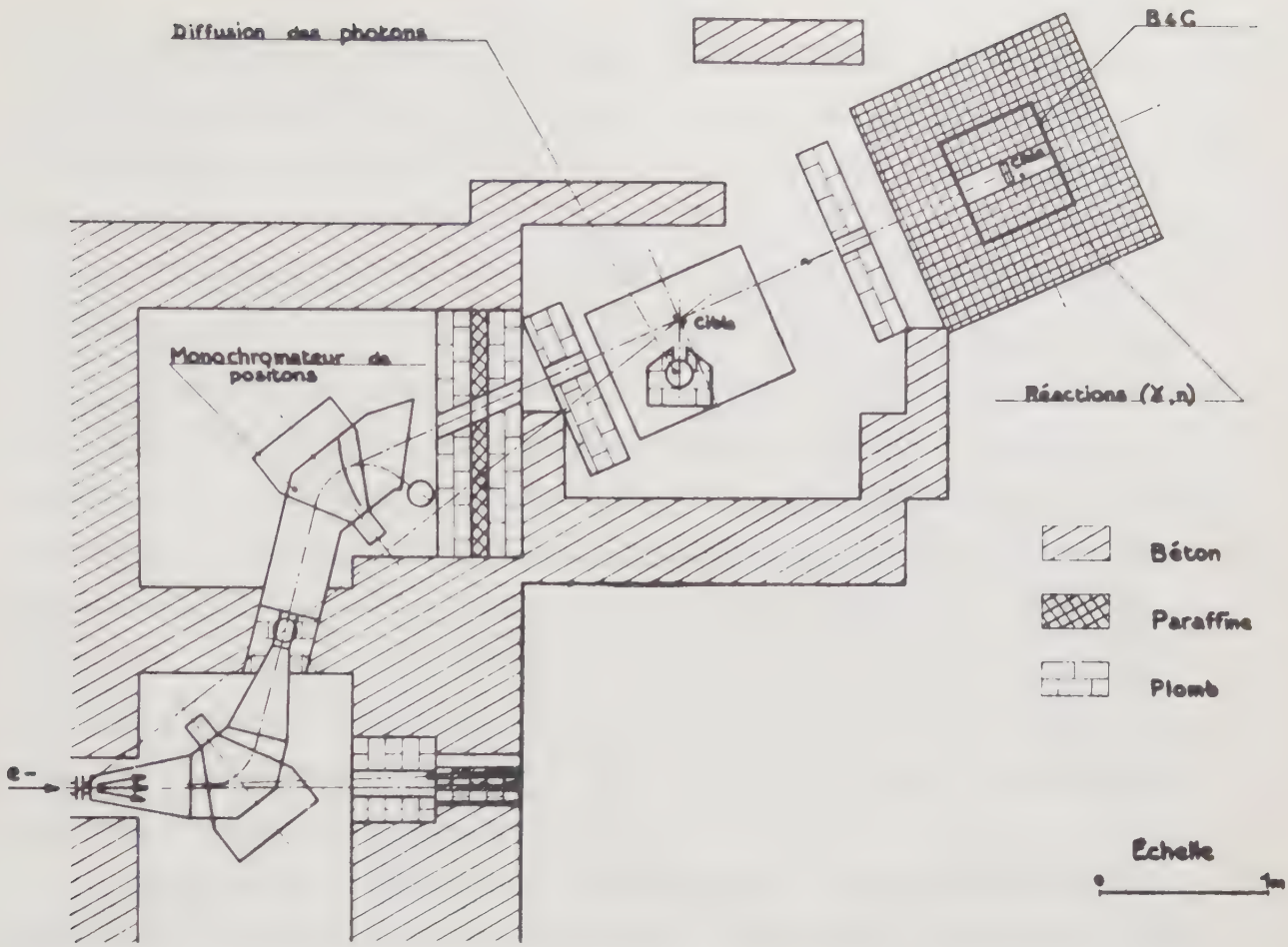
LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL : LE FAISCEAU DE GAMMA

L'ensemble expérimental, représenté figure 14, est situé à l'extrémité de l'Accélérateur Linéaire de SACLAY [4]. Il peut fournir un faisceau de 85 µA d'électrons de 28 MeV [5]. L'intensité disponible dépend de l'énergie d'accélération, la caractéristique de fonctionnement de l'accélérateur a une pente de - 15 µA / MeV. Les valeurs réelles d'énergies et d'intensités varient suivant la qualité et l'âge des klystrons. Durant la période correspondant aux travaux ci-dessous exposés, nous travaillions avec 50 µA d'électrons de 28 MeV. L'intensité était limitée pour éviter qu'une trop grande puissance disponible dans le faisceau risque de détériorer la cible de freinage. Pour les gamma d'énergie 22 à 24 MeV, il aurait été souhaitable d'accroître l'énergie du faisceau d'électrons jusqu'à 35 MeV, bien que cela soit forcément au détriment de l'intensité mais la vie des klystrons aurait été trop considérablement raccourcie. Ces conditions de fonctionnement de la machine nous ont imposé une énergie de gamma maximale égale à 22 MeV.

---

4) L'accélérateur linéaire de SACLAY a été construit par la C.S.F. Son fonctionnement est assuré par la Section Autonome de Mesure Neutronique Fondamentale.

5) Il s'agit d'intensité moyenne. L'accélérateur fonctionne par impulsions de 2 µs de largeur avec un taux de répétition de 500 c / s.



- Figure 14 - Installation expérimentale.

1. Monochromation des positons. Convergence du faisceau de photons.

Le faisceau d'électrons issu de l'accélérateur linéaire heurte une cible de platine dont l'épaisseur est choisie égale à 6 mm, valeur légèrement supérieure au parcours des électrons de 30 MeV dans le platine. De cette cible émerge, entre autres, un faisceau de positons très divergent. Un ensemble d'aimant a pour but d'analyser le faisceau de positons. Il doit, du fait des caractéristiques angulaires de la source de positons, posséder une transmission élevée.

Nous avons choisi le type en "secteur d'orange [48] " défini par

deux pièces polaires planes non parallèles, telles que l'intersection de leur plan contienne les points objet et image. Nous en avons calculé la géométrie [49] [50] .

Un premier secteur magnétique suivi d'une fente réglable isole un faisceau monoénergétique de positons. C'est un secteur symétrique dont les pièces polaires ont la même forme à l'entrée et à la sortie. Un second secteur magnétique dont les pièces polaires ont la même forme à l'entrée que le premier secteur reprend le faisceau de positons et le dévie. Ceci évite que le faisceau de photons finalement obtenu soit noyé dans le rayonnement de freinage produit dans les lèvres de la fente. Pour être certain que le faisceau de positons ne lèche pas les parois de la boîte à vide dans laquelle il circule, on a placé derrière la fente un collimateur de plexiglass dont la variation de position permet de réduire l'angle solide du faisceau.

La cible de lithium où se produit l'annihilation est située au sein du champ magnétique. La forme est calculée afin que les tangentes aux trajectoires des positons en leurs points d'intersection avec elle convergent en un point. Ces tangentes sont les axes des faisceaux de photons issus des divers points de la cible. Ainsi il existe, autour du point de convergence des tangentes, une surface traversée par un flux de photons maximal. La situation de la cible d'annihilation dans le champ magnétique lui-même offre divers avantages : d'abord il est inutile de corriger sa forme par suite de l'existence de champ de fuite, ensuite il est très facile de modifier le point de convergence du faisceau en changeant simplement la forme de la cible. Dans notre installation actuelle, le point de convergence se situe à 2 mètres du lithium.

Les pièces polaires du second secteur magnétique se prolongent au-delà de la cible d'annihilation et la face de sortie est choisie de sorte que les positons qui traversent cette cible sans subir d'interaction radiative soient focalisés aussi loin que possible du faisceau de freinage pour

que le rayonnement qu'ils émettent ne puisse atteindre la zone utile.

2. Contrôle de la stabilité du faisceau.

Une chambre d'ionisation à parois épaisses de graphite [51] sensible aux photons de grande énergie, est placée dans l'axe du faisceau d'électrons incidents. Le courant de saturation, dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, est proportionnel au flux énergétique de gamma qu'elle reçoit, c'est-à-dire qu'il est fonction à la fois de l'intensité des électrons primaires et de leur énergie. L'intensité des électrons est mesurée en isolant électriquement la cible de platine et en la reliant à un microampèremètre. La donnée simultanée du courant reçu par le platine et de l'intensité de la chambre d'ionisation à parois épaisses de graphite permet de vérifier la stabilité des conditions de fonctionnement de l'accélérateur linéaire pendant les comptages.

Enfin, nous mesurons l'intensité du courant de positons qui ont traversé le lithium au moyen d'une chambre d'ionisation emplie de xénon. Cette dernière, placée au point image du second secteur magnétique, joue le rôle d'un amplificateur [52] [53] . Par exemple, des positons de 15 MeV créent par collisions 405 paires d'ions par centimètre de parcours. Le parcours moyen des positons dans notre chambre est de l'ordre de 10 cm soit un coefficient d'amplification voisin de 4 000.

Toutes les intensités sont mesurées avec des microampèremètres ou des galvanomètres Sefram de classe 0, 5.

3. Position de la cible d'étude des photoneutrons.

Afin de permettre une étude simultanée de la diffusion des photons et de la production de photoneutrons, la cible productrice de photoneutrons n'est pas placée au lieu de concentration maximal du faisceau de gamma

mais à 4 m du lithium. Les sections efficaces de diffusion élastique de gamma étant beaucoup plus faibles que les sections efficaces (γ, n), il est normal de placer les cibles dans cet ordre. Cela aboutit à réduire le faisceau de gamma pour les réactions (γ, n) d'un facteur 8 environ : un facteur 4 dû au doublement de la distance par rapport à la cible de lithium et un facteur 2 correspondant à l'absorption du faisceau dans la cible d'étude de la diffusion.

4. Principe de la mesure absolue du flux de gamma.

Pour déterminer le flux de gamma incident, nous plaçons, avant la mise en place du détecteur de neutrons, au niveau de la cible (γ, n), un collimateur de plomb de 20 cm d'épaisseur derrière lequel se trouve un scintillateur d'iodure de sodium de 10,16 cm de diamètre et 10,16 cm de hauteur (NaI Tl de 4" x 4"). Le monitorage est obtenu par la mesure de l'intensité des positons traversant la cible de lithium au moyen de la chambre d'ionisation à xénon. Cette intensité sera notre moniteur durant toutes nos séries d'expériences.

Pour éviter des empilements dans le scintillateur il faut que l'intensité de gamma soit faible mais pour que le monitorage soit précis, l'intensité des positons doit être suffisamment élevée. L'introduction dans le faisceau de gamma d'un atténuateur de plomb nous permet de satisfaire ces deux conditions. L'atténuateur est placé le plus près possible de la cible de lithium afin de pouvoir négliger le rayonnement diffusé, c'est-à-dire afin d'assurer une bonne géométrie.

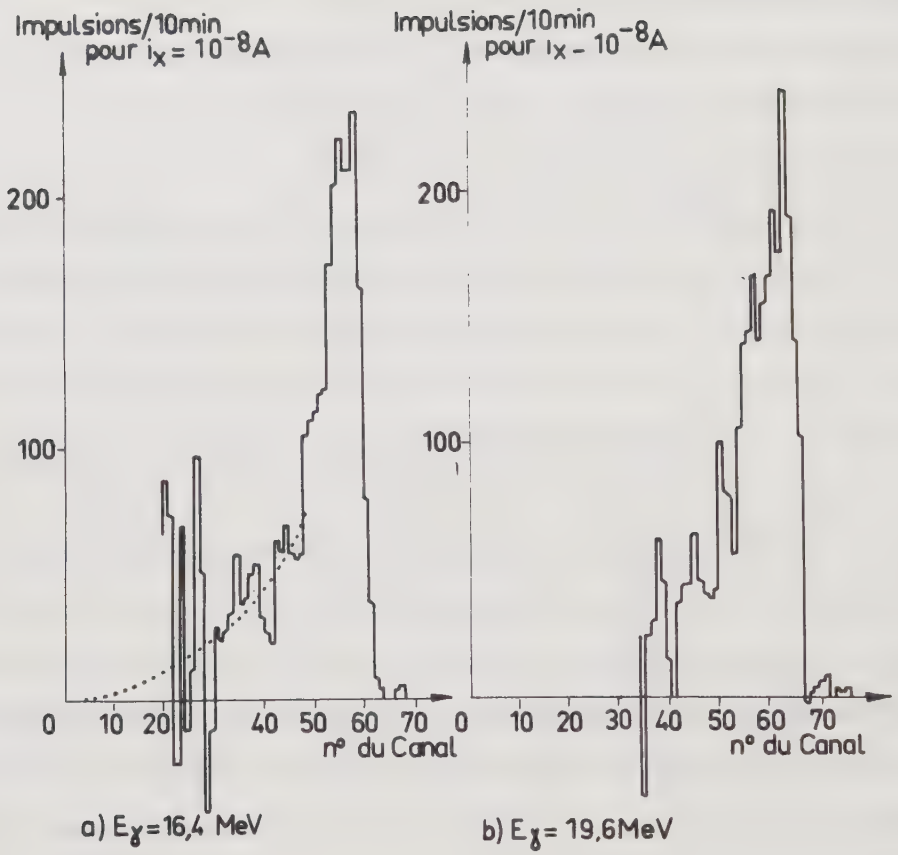
L'épaisseur de l'atténuateur est limitée à 49,5 mm pour des raisons de précision des mesures. En effet, l'erreur sur le nombre de gamma est due en partie à l'erreur sur le facteur de transmission de l'atténuateur, lequel est égal à $t = e^{-\mu x}$ (où μ est le coefficient d'absorption du plomb

et x l'épaisseur de l'atténuateur). L'erreur relative sur le coefficient de transmission est $\Delta t / t = |\Delta (\mu x)|$. Si on admet une erreur sur μx égale à 1 p. 100, pour des photons de 10 MeV et 20 MeV nous avons une erreur relative respectivement égale à 2, 9 p. 100 et 3, 6 p. 100.

L'intensité de gamma était encore trop importante, aussi la réduisons-nous d'un facteur 4 en donnant à la collimation située devant le scintillateur la forme d'un quart de la cible irradiée : le quart supérieur gauche. Ce faisant, nous tenons automatiquement compte d'une possible diminution du flux de gamma sur les bords de la cible.

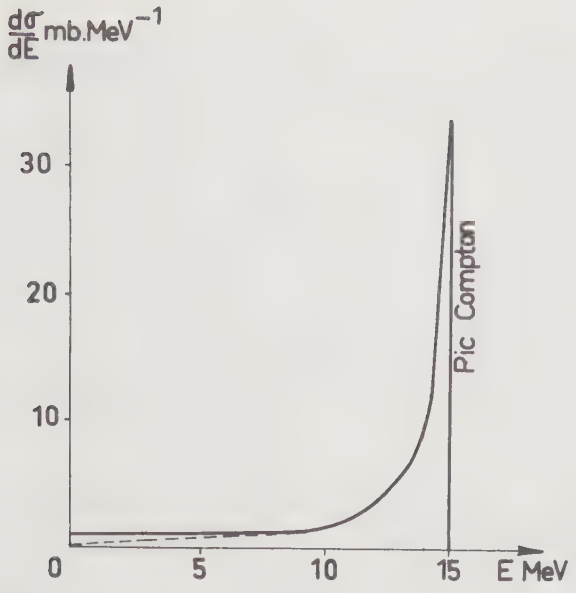
Pour chaque valeur de l'énergie, c'est-à-dire pour chaque valeur du champ magnétique, nous effectuons un comptage en positons et un comptage en négatons. Ce dernier nous fournit l'effet du spectre de freinage. Les spectres gamma sont enregistrés sur un sélecteur d'amplitude 100 canaux (Intertechnique). Les figures 15a et 15b représentent les spectres de gamma de 16, 4 MeV et 19, 6 MeV ramenés à une intensité de la chambre à xénon égale à 10^{-8} ampère et corrigés du spectre de freinage. Les erreurs statistiques sont faibles dans la région du pic car la contribution du spectre de freinage y est peu élevée. Par contre elles sont grandes dans les premiers canaux où les deux valeurs soustraites sont du même ordre de grandeur. En intégrant les spectres ainsi obtenus nous pouvons calculer le nombre de gamma ramené à une intensité de positons de référence.

Etant donné le peu de précision de la forme des spectres expérimentaux vers les canaux de rang peu élevé, nous devons extrapoler la forme du pic pour en déterminer la surface. Le scintillateur est de grande dimension. Nous avons donc une probabilité importante d'y créer des diffusions multiples, c'est-à-dire que les très petites impulsions seront peu nombreuses. La forme théorique du spectre énergétique des électrons Compton créés par des photons de 15 MeV représentée sur la figure 16 montre que nous sous-estimons les faibles impulsions en extrapolant le



- Figure 15 - Raies de photons mesurées avec un scintillateur de NaI(Tl) de 10,2 cm de diamètre et 10,2 cm de hauteur.

pic vers les basses énergies suivant la courbe pointillée d'environ 12 p. 100 de la proportion d'électrons Compton. Comme pour l'iode l'absorption Compton n'est que de 22 p. 100 de l'absorption totale à 15 MeV, l'erreur sur le nombre de gamma sera de 2,7 p. 100 par défaut. La composition de l'iodure de sodium et les valeurs de sections efficaces Compton et de création de paires pour les deux constituants modifient légèrement cette valeur. Nous trouvons que la méthode d'intégration proposée introduit une erreur systématique inférieure à 3 p. 100 par défaut. Cela signifie que nous surestimerons de cette valeur les sections efficaces.

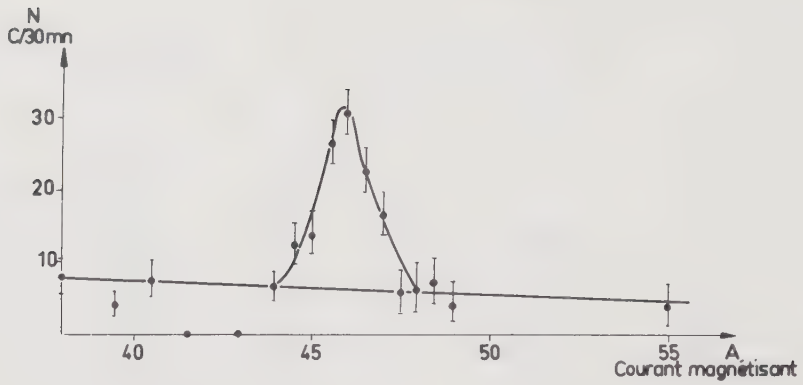


- Figure 16 - Spectre des électrons Compton pour un photon incident de 15 MeV.

5. Largeur de la raie gamma.

L'étalonnage en énergie du monochromateur de gamma a été réalisé en diffusant les gamma sur le niveau de 15,11 MeV du carbone 12. Simultanément, nous obtenons la forme de la raie monochromatique. La figure 17, extraite d'un travail du groupe de SACLAY [54] montre la courbe obtenue en balayant ce niveau par la raie de photon d'annihilation : c'est l'isochromate de la raie, c'est-à-dire une courbe très voisine de la symétrique de la raie. L'énergie des positons, donc des gamma, est mesurée par le courant magnétisant. La valeur du courant correspondant à 15,11 MeV pour les photons est celle du maximum de la raie de photons. Le champ magnétique demeure loin de la saturation et nous avons vérifié qu'il était pratiquement proportionnel à l'intensité du courant magnétisant.

La résolution énergétique de la raie de photons monochromatiques dépend du pouvoir de résolution du monochromateur de positons, de la perte d'énergie des positons dans la cible de lithium avant annihilation et de la largeur intrinsèque due au processus d'annihilation.



- Figure 17 - Isochromate de la raie d'annihilation.

La largeur de la fente du monochromateur de positons est choisie afin que le pouvoir de résolution soit égal à $E/\Delta E = 50$. L'épaisseur de la cible est de 3 mm, soit 0,15 g/cm^2 ; l'élargissement qui en résulte est de 0,2 MeV pour des positons de 15 MeV. La largeur intrinsèque du processus d'annihilation pour des positons relativistes est égale à $\frac{1}{2} mc^2$ s'il n'y a pas de sélection angulaire du spectre d'annihilation. En fait, nous introduisons une sélection angulaire du faisceau de photons par la collimation de 8 cm de côté placée à 4 mètres du lithium. De telles conditions géométriques aboutissent à n'avoir qu'un élargissement de 35 keV dû au processus d'annihilation.

Finalement, le pic d'annihilation induisant les réactions photonucléaires possède une largeur à mi-hauteur variant de 400 keV pour 10 MeV (soit 4 p. 100) à 600 keV pour 20 MeV (soit 3 p. 100).

6. Rendement du scintillateur de NaI(Tl).

L'épaisseur moyenne du cristal traversée par le faisceau incident est égale à 9,85 cm. Le parcours des électrons de 15 MeV dans NaI (en admettant le même parcours massique que dans l'aluminium) est de 2,18 cm. Un certain nombre d'électrons s'échapperont donc sans avoir perdu toute

leur énergie dans le scintillateur. Ce phénomène affectera légèrement la forme des spectres énergétiques des électrons Compton et élargira vers les basses énergies le pic de paires mais la technique d'intégration exposée ci-dessus tiendra automatiquement compte de cette déformation.

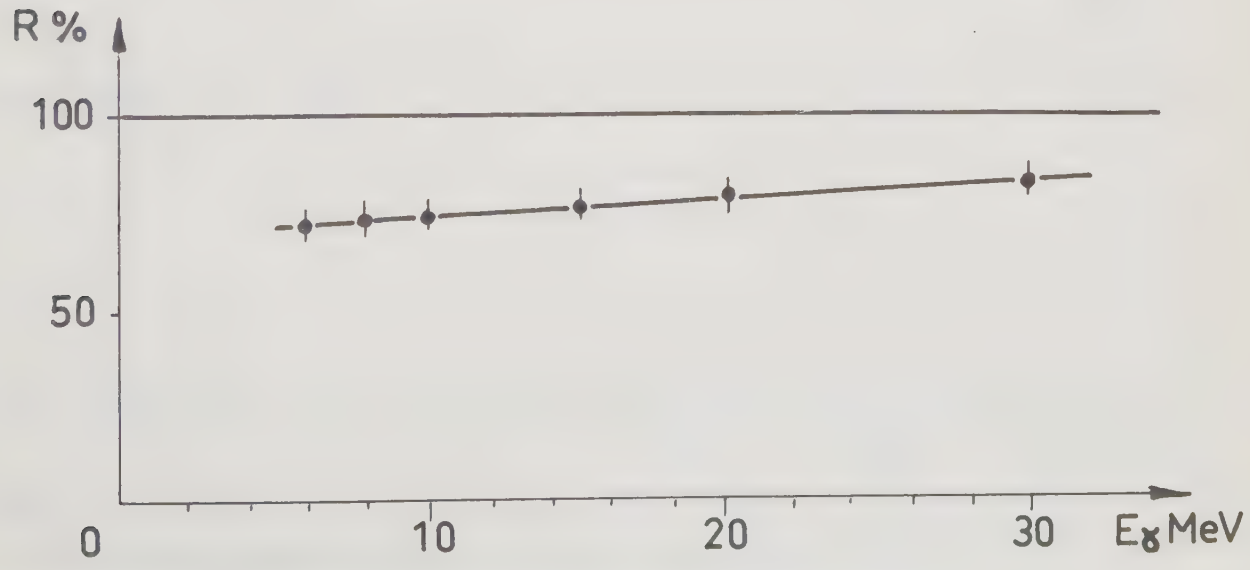
Si nous intégrons les impulsions mesurées dans tout le spectre le rendement du scintillateur de NaI(Tl) est égal à :

$$\mathcal{R}(NaI) = (1 - e^{-\mu m})$$

où μ est le coefficient d'absorption totale des gamma dans l'iodure de sodium que nous avons extrait des tables de WHITE [55] et m est l'épaisseur massique du scintillateur soit 36,15 g / cm^2. L'erreur relative sur $\mathcal{R}$ due à l'imprécision des calculs de μ et m est égale à :

$$\frac{\Delta \mathcal{R}}{\mathcal{R}} = \frac{\Delta (\mu m)}{e^{\mu m} - 1}$$

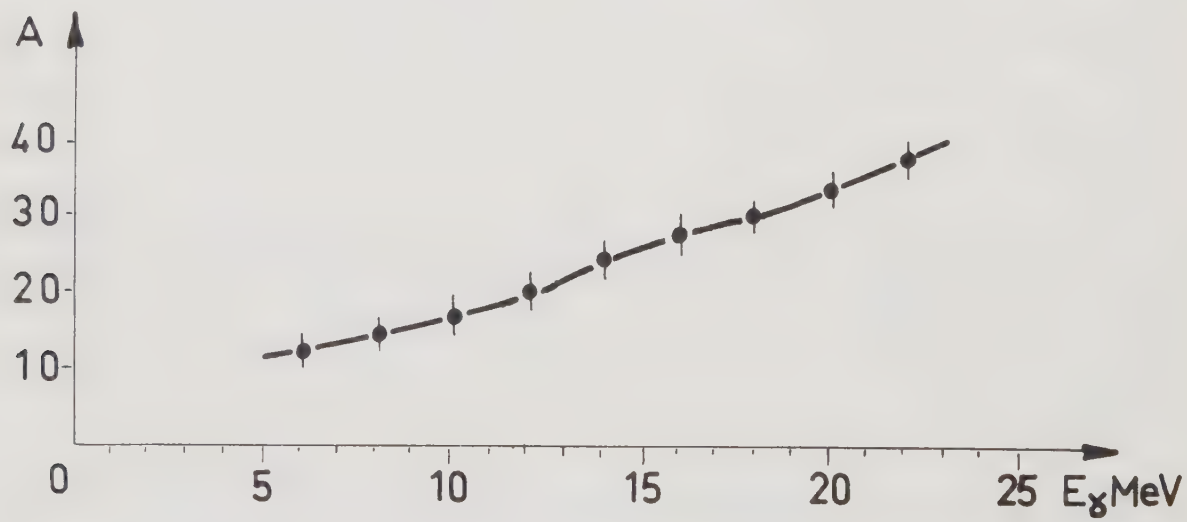
Nous avons admis une erreur sur μm de 2 p. 100 et nous trouvons que l'erreur sur $\mathcal{R}$ varie de 2 p. 100 pour 6 MeV à 1,5 p. 100 pour 30 MeV. Les résultats des calculs sont représentés figure 18.



- Figure 18 - Rendement calculé du scintillateur de NaI(Tl)

7. Atténuation du faisceau par 49, 5 mm de plomb.

Les coefficients d'absorption atomique des gamma sont également extraits des tables de WHITE [55] . Pour tenir compte de l'absorption nucléaire, nous leur avons ajouté les valeurs de sections efficaces que nous obtenons dans ce travail. Nous avons admis pour les sections efficaces de WHITE une incertitude de 1 p. 100 et pour les sections efficaces d'absorption nucléaire une incertitude de 20 p. 100. L'erreur sur le facteur d'atténuation A varie de 3, 5 p. 100 pour 6 MeV à 5 p. 100 pour 20 MeV. (cf. figure 19).

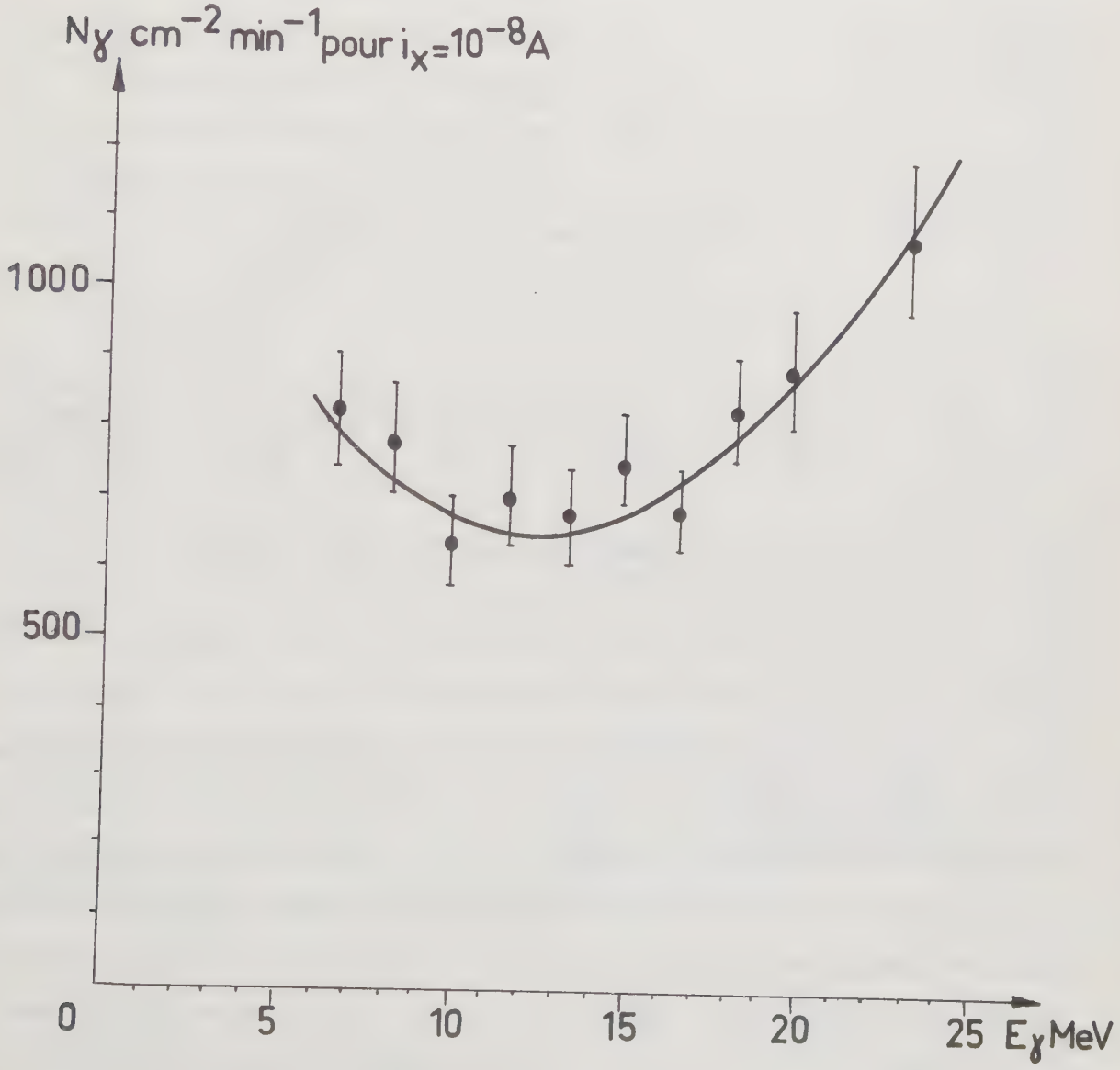


- Figure 19 - Facteur d'atténuation de 49, 5 mm de plomb.

8. Intensité du faisceau de gamma au niveau de la cible de photoneutrons.

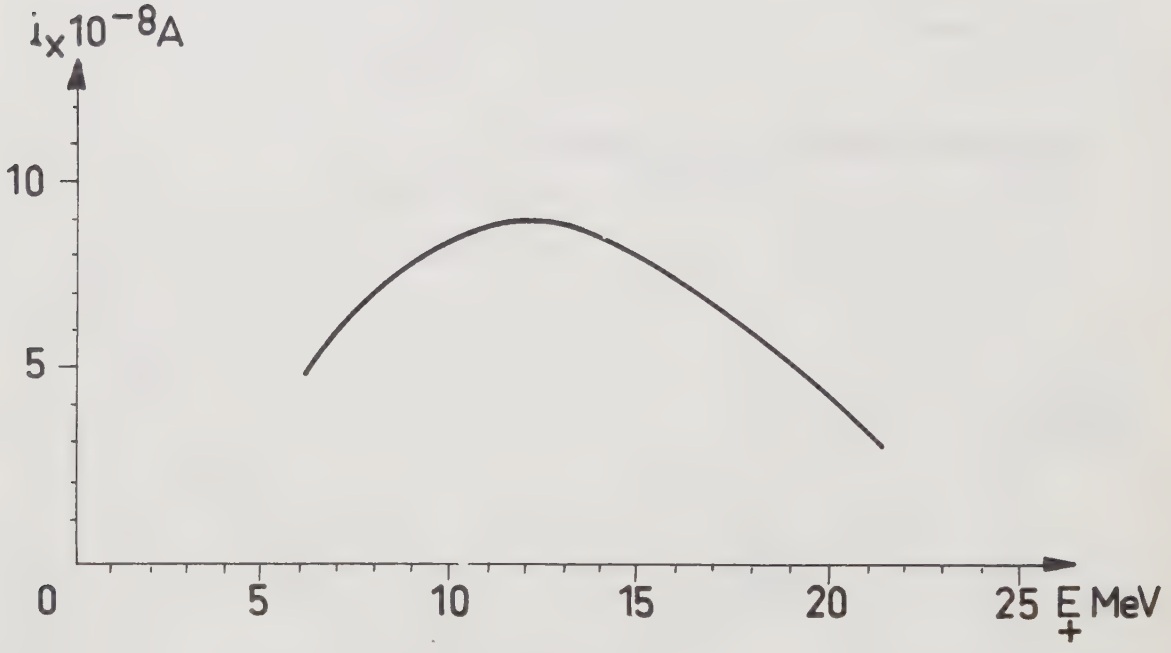
La mesure du nombre d'impulsions dans le pic d'annihilation pour une intensité donnée de positons, le calcul du rendement du scintillateur d'iodure de sodium et le calcul de l'absorption de l'atténuateur de plomb

nous permettent de déduire le nombre de gamma atteignant la cible d'étude de la production de photoneutrons, par unité de surface (cm^2), par minute, ramené à un courant de positons (c'est-à-dire à une intensité i_x de la chambre d'ionisation à xénon) donné. Nous avons choisi pour i_x la valeur 10^{-8} ampère.



- Figure 20 - Nombre de photons dans le faisceau direct pour $i_x = 10^{-8}$ A

En plus de cette courbe (figure 20), nous avons tracé l'intensité i_x dont nous disposons, en fonction de l'énergie des positons (cf. figure 21).



- Figure 21 - Variation de l'intensité des positons en fonction de l'énergie.

Les erreurs systématiques sur le rendement $\mathcal{R}$ du scintillateur et sur l'atténuation A varient suivant l'énergie des photons, entre 5,5 p. 100 et 6,6 p. 100. La méthode d'intégration de la surface des pics introduit une erreur de l'ordre de 3 p. 100 par défaut sur le nombre de gamma. Il s'ensuit que l'incertitude sur le nombre de gamma mesuré ainsi est inférieure à 10 p. 100. En fait, elle est plus faible car les erreurs sur $\mathcal{R}$ et A sont dues en grande partie aux erreurs systématiques du calcul de WHITE des coefficients d'absorption atomique des gamma. Les méthodes d'approximation étant les mêmes pour tous les éléments, une partie de ces erreurs

se retranchent. En effet, le nombre de gamma est proportionnel à la surface du pic, à l'atténuation, et inversement proportionnel au rendement de l'iodure de sodium,si bien qu'on peut écrire :

$$\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} = \left|\frac{\Delta S}{S}\right| + \left|\frac{\Delta_1 \mathcal{R}}{\mathcal{R}}\right| + \left|\frac{\Delta A}{A}\right| - \left|\frac{\Delta_2 \mathcal{R}}{\mathcal{R}}\right|$$

où $\Delta_1 \mathcal{R}$ est l'erreur sur $\mathcal{R}$ provenant de l'erreur sur la détermination de l'épaisseur moyenne du scintillateur et $\Delta_2 \mathcal{R}$ est l'erreur due au calcul du coefficient d'absorption μ. Dans ces conditions l'erreur relative sur le nombre de gamma varie de 6,5 p. 100 pour 6 MeV à 7,9 p. 100 pour 20 MeV. Nous admettrons donc une incertitude sur le nombre de gamma inférieure à 8 p. 100 dont au moins 3 p. 100 par défaut.

En réalité le nombre de gamma disponible dans nos expériences est inférieur à celui indiqué dans la figure 20 à cause de l'absorption du faisceau dans la cible de diffusion élastique de photons. En outre, pour réduire le bruit de fond produit par les neutrons créés au niveau de la cible de platine par les électrons primaires et qui "s'écoulaient" par la boîte à vide dans laquelle circule le faisceau de positons, nous avons placé, dans le faisceau, le plus près possible de la cible de lithium, 11,1 cm de paraffine. Son rôle est de diffuser ces neutrons parasites qui se trouvent ainsi éliminés du faisceau direct et sont absorbés dans la protection de paraffine et de carbure de bore qui entoure l'ensemble de détection des neutrons. L'erreur relative sur les facteurs d'absorption de la cible de diffusion et des 11,1 cm de paraffine est négligeable.

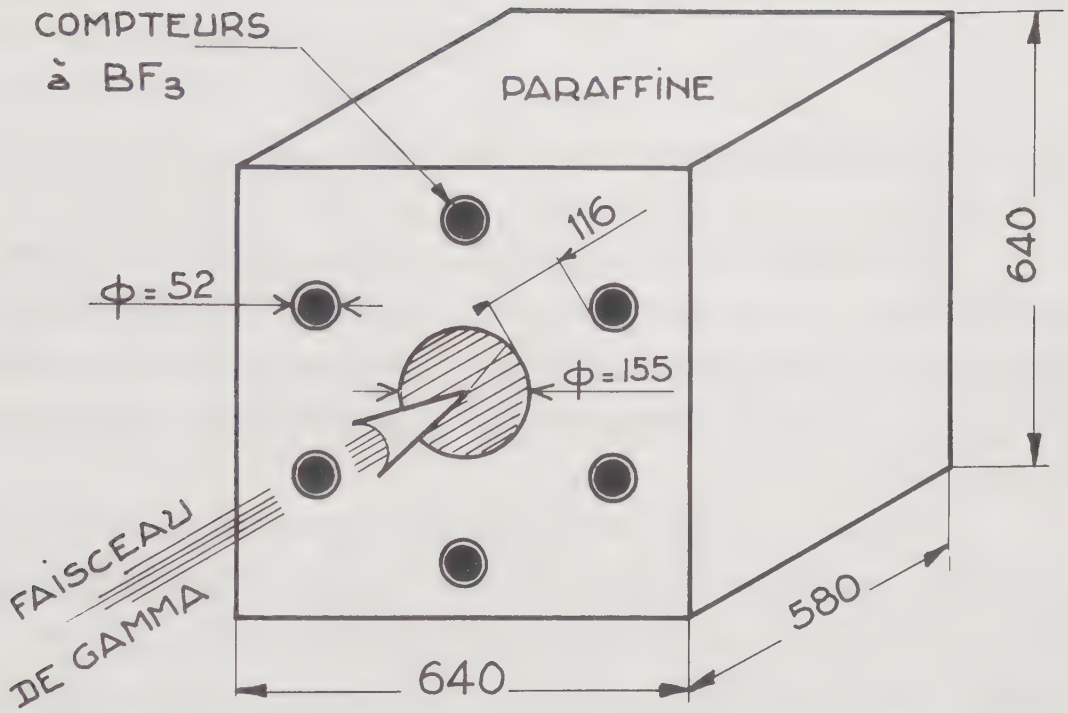
Chapitre IV

LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL : L'ENSEMBLE DE DETECTION DE NEUTRONS

1. Conditions géométriques.

L'ensemble de détection des neutrons est constitué d'une batterie de 6 compteurs à fluorure de bore enrichi en bore 10, entourés de paraffine. Ce sont des compteurs L.C.T., type 73 NE 40/5, de 5 cm de diamètre extérieur, de 58 cm de longueur dont 50 cm de longueur utile et emplis sous 70 cm de mercure. Le bloc de paraffine de 64 x 64 x 58 cm^3 est traversé par un trou cylindrique de 15,5 cm de diamètre et de 58 cm de longueur dans lequel passe le faisceau de gamma monochromatiques. Ce diamètre a été choisi à cause de la géométrie du faisceau de gamma. Les six compteurs sont parallèles et leurs axes sont situés à 22 cm de l'axe du cylindre central (cf. figure 22).

Dans ces conditions l'épaisseur minimale de paraffine entre le trou central et les compteurs est de 11,6 cm. Elle nous a paru correcte, comparée aux valeurs choisies dans les autres laboratoires, malgré la différence de diamètre de collimation du faisceau. Par exemple, dans le montage de SHER et al. [56] le diamètre du canal où passe le faisceau n'est que de 2 cm. Ceci a comme conséquence que le rendement de notre système de détection varie avec l'énergie des neutrons. Dans la mesure



- Figure 22 - Ensemble de détection des neutrons.

où la distribution énergétique des photoneutrons est déterminée par le modèle de l'évaporation statistique, et tant que nous demeurons dans la région des noyaux lourds, le rendement de détection sera pratiquement constant quelle que soit l'énergie des gamma. Il est différent du rendement mesuré avec une source de (Po-Be) comme nous le verrons par la suite.

Le bloc de paraffine est entouré d'une couche de 1,5 cm de carbure de bore. Il est situé au centre d'un château de paraffine de 144 x 144 x 138 cm^3 percé d'un trou pour le passage du faisceau de photons. Les 40 cm de protection de paraffine ainsi placés ralentissent les neutrons parasites qui sont absorbés dans le carbure de bore.

La cible génératrice de photoneutrons se place au centre de l'édi-

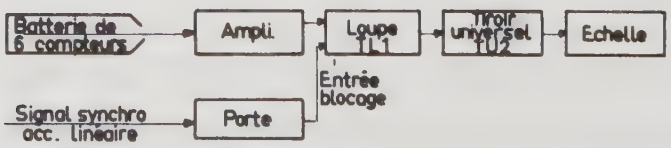
fice. Le faisceau de gamma incident est collimaté par un mur de plomb de 20 cm d'épaisseur dans lequel est laissée une ouverture carrée de 8 cm de côté.

2. Montage électronique.

Les compteurs à fluorure de bore fonctionnent en compteurs proportionnels, ce qui permet une bonne discrimination des impulsions de neutrons par rapport aux impulsions de gamma. En fait nous n'avons nullement besoin d'une électronique poussée qui assure une linéarité parfaite en amplitude.

Les six compteurs sont montés en parallèle et attaquent un amplificateur réalisé pour ce type d'expérience par MM. BARTHELEMY et EISENBERG [57] du Service de Physique du Solide et de Résonance Magnétique (SACLAY). Cet amplificateur possède un gain moyen ; il permet d'amplifier des impulsions de quelques millivolts jusqu'à 15 volts. Son fonctionnement est basé sur l'utilisation de 2 lampes E280F à très grande pente et à très faible bruit de fond suivies d'une double triode 12AU7 et d'une lampe de puissance EL86. Une forte contre-réaction assure une grande stabilité de gain.

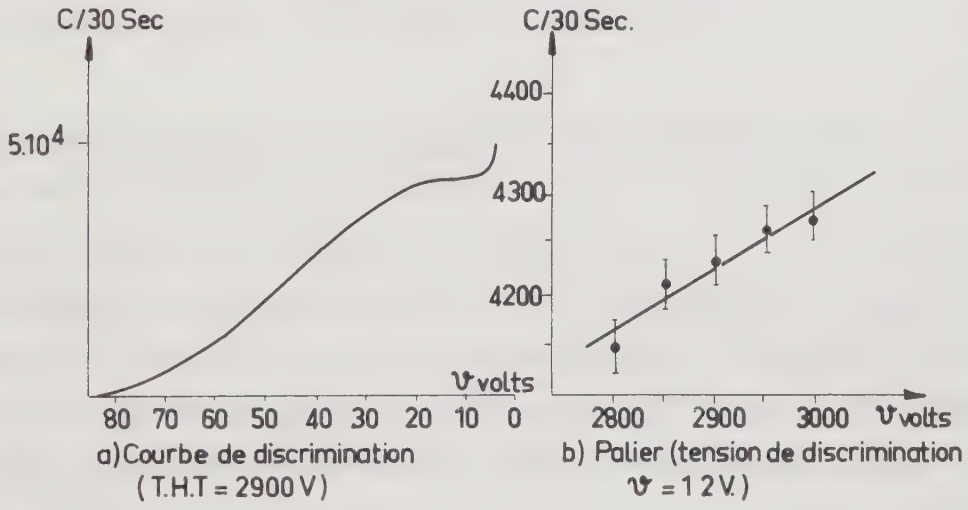
Pour éliminer les effets de la "bouffée gamma", nous bloquons le comptage pendant 4 µs entourant l'impulsion de l'accélérateur linéaire.



- Figure 23 - Schéma de l'électronique.

Les impulsions sortant de l'amplificateur attaquent un tiroir loupe standard (type TL1) utilisé uniquement pour la fonction bloquage qu'il comporte. La loupe est bloquée par une porte qui est commandée par l'impulsion de synchronisation de l'accélérateur linéaire, impulsion qui précède de quelques microsecondes l'injection des électrons.

Les compteurs 73 NE 40/5 possèdent un palier d'environ 200 volts et de 3 p. 100 de pente centré vers 2 700 volts. Nous fonctionnons à 2 900 volts pour compenser l'écroulement des impulsions dû au montage des six compteurs en parallèle. La figure 24 présente la courbe de discrimination des impulsions à la sortie de la loupe ainsi qu'un palier de comptage.



- Figure 24 - Caractéristiques de la batterie des 6 compteurs.

La stabilité de l'ensemble compteurs - électronique est surveillée en comptant une source de Po-Be dont l'intensité dans 4 π était, à sa naissance à Harwell le 29 juin 1960, égale à $(4,00 \pm 0,60) \cdot 10^5$ n/s. Aux erreurs statistiques près, le rendement demeure constant.

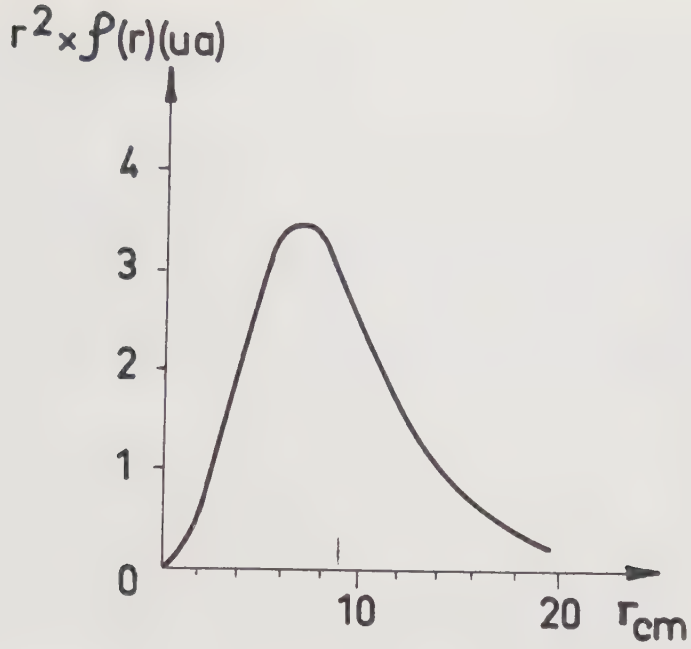
Le bruit de fond mesuré lorsque l'accélérateur linéaire est à l'arrêt est de $(6,00 \pm 0,04)$ c / mn. Il n'a pas varié pendant toute la série d'expériences.

3. Nécessité de la mesure du rendement du détecteur de neutrons en valeur absolue.

Le produit de la densité de neutrons thermiques par le carré de la distance à une source de neutrons monoénergétiques en fonction de cette distance présente un maximum dont la position varie avec l'énergie des neutrons. Dans le cas d'une source plus complexe comme celle de Po-Be, le résultat expérimental de FRISCH et al. [58] montre que le rendement d'un détecteur de neutrons thermiques serait maximal pour une distance de 7 cm.

Nous cherchons, non à obtenir le rendement maximal mais à avoir un rendement relativement indépendant de l'énergie des neutrons, c'est-à-dire à placer les compteurs à BF_3 dans une région de l'espace pour laquelle les courbes $\rho(r) \times r^2$ se recoupent. La méthode utilisée habituellement revient à comparer les formes des courbes de rendement mesuré avec le détecteur de neutrons et par une méthode d'activation.

Le peu de précision de la source de Po-Be (15 p. 100) et la nécessité d'avoir une mesure avec un spectre énergétique de neutrons identiques à ceux des photoneutrons nous conduisent à utiliser une autre technique de mesure.



- Figure 25 - Produit de la densité de neutrons thermiques par le carré de la distance à une source Po-Be placée dans l'eau (cf. FRISCH et al.)

4. Principe de la mesure du rendement du détecteur de neutrons.

Nous irradions un corps qui, par émission de photoneutrons, produit un radioélément. Nous avons choisi le cuivre malgré la présence des deux isotopes ^{63}Cu et ^{65}Cu, d'une part parce que la réaction $^{63}Cu\ (\gamma, n)\ ^{62}Cu$ est l'une des plus classiques et, d'autre part, à cause de la période de 10 minutes de la décroissance β^+ de ^{62}Cu. L'énergie maximale du spectre de ^{62}Cu est de 2,91 MeV.

La mesure par activation nécessite une masse moins importante de noyaux irradiés que la technique de détection directe des neutrons. En conséquence, nous n'avons pris pour les comptages que le vingtième du cuivre irradié.

L'intensité des photons monochromatiques est trop faible pour fournir une bonne statistique ; aussi avons-nous utilisé le rayonnement de freinage du faisceau primaire d'électrons. Nous l'obtenons en supprimant

la cible de platine. L'intensité d'électrons, mesurée dans un capteur qui remplace la chambre d'ionisation à xénon, est limitée à 0,1 μA.

Dans ces conditions, nous irradions pendant un temps t_1 une masse de cuivre composée d'une épaisseur m placée devant une épaisseur (M-m). Soit N_d le nombre de neutrons détectés pendant la durée t_1 de l'irradiation par la masse totale. Il correspond à un nombre de neutrons réellement émis égal à $N_e = N_d/\rho$ où ρ est le rendement du détecteur de neutrons. Du fait de l'absorption du faisceau de photons incidents dans la cible de cuivre, la proportion φ de neutrons émis par la cible d'épaisseur μ est :

$$\varphi = \frac{1 - e^{-\mu m}}{1 - e^{-\mu M}}$$

où μ est le coefficient d'absorption des gamma dans le cuivre pour l'énergie de gamma considérée.

Le nombre n_e de neutrons émis par la cible m par unité de temps s'écrit :

$$n_e = \frac{\varphi}{\rho} \frac{N_d}{t_1}$$

Il correspond au nombre de noyaux radioactifs créés. Nous nous intéressons aux noyaux de cuivre 63. Si nous admettons, dans le domaine où est effectuée la mesure de rendement, que les sections efficaces (γ, n) pour ^{63}Cu et ^{65}Cu sont identiques, le nombre de neutrons émis par le cuivre 63 par unité de temps est

$$n_e(63) = \alpha\, n_e$$

où α est le pourcentage d'isotope 63 dans le cuivre naturel soit 0,69.

Au bout d'un temps t_1 d'irradiation, le nombre de noyaux actifs existants est égal à :

$$n_o = \alpha \frac{\varphi}{\rho} \tau (1 - e^{-t_1/\tau}) \frac{N_d}{t_1}$$

où τ est la vie moyenne de ^{62}Cu.

Si l'on compte la source active de ^{62}Cu à l'aide d'un ensemble de rendement χ , pendant un temps Δt en commençant le comptage au bout d'un temps t_2 après la fin de l'irradiation, le taux de comptage ν_d s'écrit :

$$\nu_d = \chi \; n_o \; e^{-t_2/\tau} \; (1 - e^{-\Delta t/\tau})$$

d'où le rendement ρ du système de détection des neutrons.

$$\rho = \chi \; \alpha \varphi \tau (1 - e^{-t_1/\tau}) \, e^{-t_2/\tau} \, (1 - e^{-\Delta t/\tau}) \; \frac{N_d}{\nu_d \, t_1}$$

5. Mesure du rendement du détecteur bêta.

Le détecteur bêta est constitué d'un scintillateur d'iodure de sodium de 10,16 cm de diamètre et 5,08 cm de hauteur (4" x 2") sur lequel se place la source entourée d'un "étui" de 1 mm de cuivre. Nous mesurons le pic de 511 keV d'annihilation des bêta positifs. Nous possédons une source de ^{22}Na étalonnée par la Section de Mesures de SACLAY dont l'intensité est $4,3 \times 10^{-3}$ µC (à $\pm$ 1 p.100) soit 159 $\pm$ 1,6 coups / s. L'énergie maximale du spectre β^+ de ^{22}Na est 0,542 MeV.

Nous avons vérifié que la différence de parcours entre les β^+ de ^{22}Na et ceux de ^{62}Cu n'influe pas sur les mesures.

Nous avons décidé d'intégrer le spectre du 35ème au 47ème canal inclus.

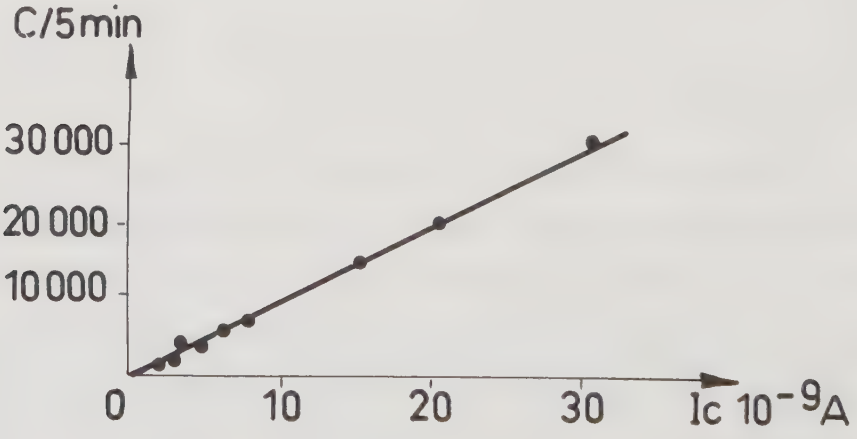
Pour 2 minutes de comptage, le pic représente 4406 $\pm$ 78 coups/2 mn Nous obtenons χ avec une erreur statistique égale à 2,7 p.100, soit :

$\chi = 0,231 \pm 0,0064$

La source de ^{22}Na est quasi-ponctuelle alors que la source de ^{62}Cu est créée dans la masse. Nous avons vérifié que le rendement du compteur bêta demeure constant lorsque la source de ^{22}Na est déplacée latéralement dans l'étui de cuivre.

6. Mesure du rendement du détecteur de neutrons.

Afin d'être certains de n'avoir pas d'empilement, nous avons vérifié que le taux de comptage du système de détection des neutrons est bien proportionnel à l'intensité gamma, c'est-à-dire à l'intensité d'électrons. La figure 26 permet de conclure à la linéarité de l'ensemble.



- Figure 26 - Linéarité du système de détection en fonction de l'intensité du faisceau d'électrons (E = 16,4 MeV).

Pour la mesure du rendement, nous irradions le bloc de cuivre pendant t_1 = 10 mn. Le temps t_2 est de 1 mn 30 s. La durée de comptage β^+ est Δt = 2 mn. Dans ces conditions :

$$\rho = 6,35 \times 10^{-3} \frac{N_d / t_1}{\nu_d}$$

où N_d / t_1 est le comptage en neutrons par minute et ν_d le comptage en β^+ pour 2 minutes.

Nous avons réalisé trois séries de mesures pour des énergies et des intensités d'électrons primaires différentes :

Tableau II - Mesure du rendement du détecteur de neutrons

N° de la cible	Masse de la cible (en g)	Energie maximale du spectre de freinage (MeV)	Intensité d'électrons (nano-ampères)	N_d / t_1 (n/mn)	ν_d (β^+ / 2 mn)	ρ (p. 100)
7	44, 990	16, 4	110	14 414	6689	1, 37 ± 0, 10
8	44, 775	16, 4	50	6 982	2777	1, 59 ± 0, 14
9	45, 725	18. 0	10	7 352	3161	1, 48 ± 0, 12

La valeur moyenne du rendement de détecteur de neutrons est égale à

$$\rho = (1, 48 \pm 0, 10) \text{ p. } 100$$

soit une erreur relative de 6, 8 p. 100.

7. Remarques sur les valeurs de Ψ et α.

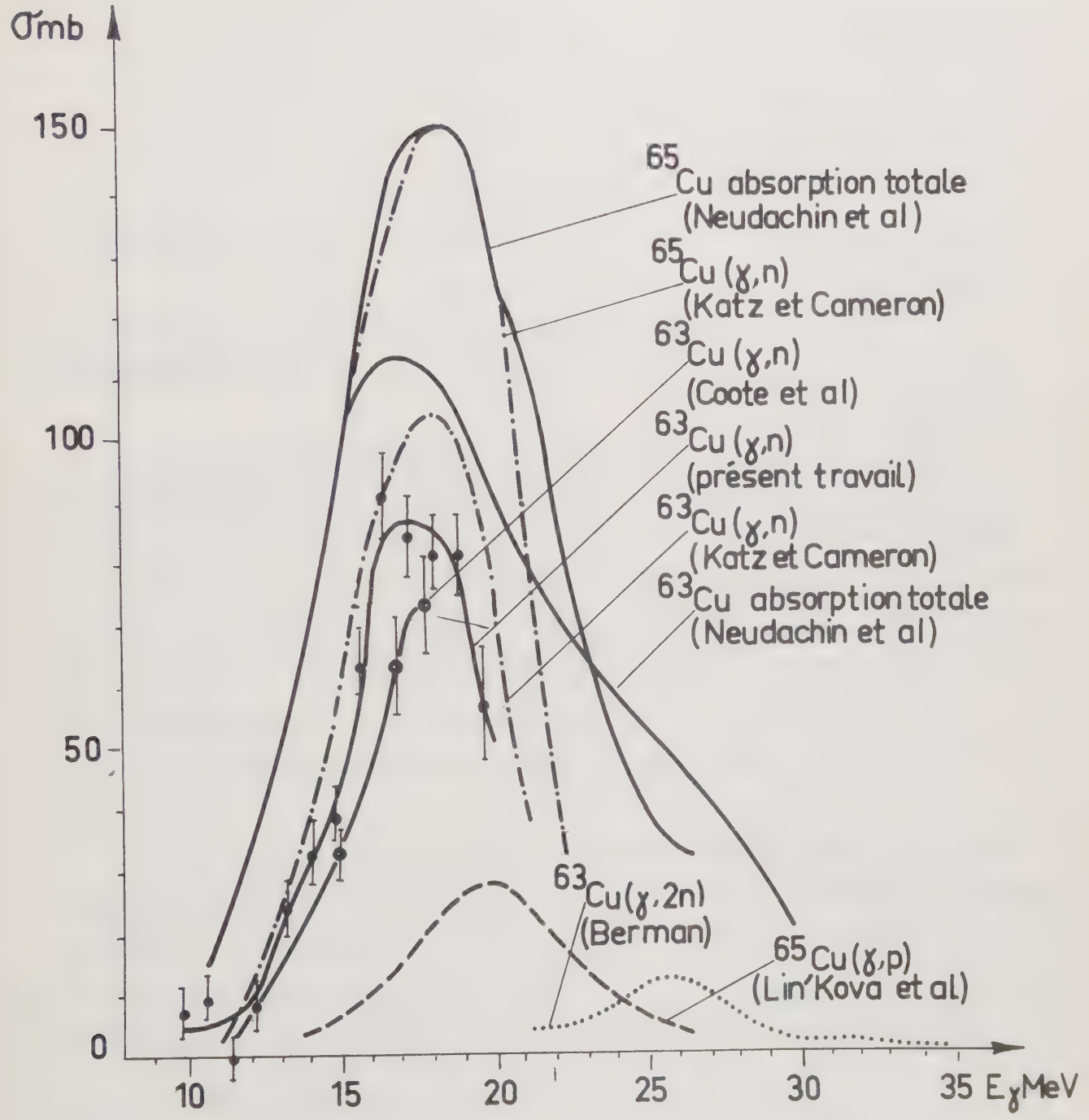
φ est le rapport des épaisseurs effectives correspondant à m et M. Or nous travaillons avec un spectre de freinage donc l'expression de Ψ n'est pas aussi simple que :

$$\varphi = \frac{1 - e^{-\mu m}}{1 - e^{-\mu M}}$$

où m = 0,452 g/cm^2 et M = 11,48 g/cm^2. μ est fonction de l'énergie. Pour un calcul précis il faut la valeur de φ moyennée sur l'énergie et pondérée par le spectre de freinage. Or entre 10 MeV et 20 MeV φ varie de 21,3 à 20,9. Comme les seuils (γ, n) de ^{63}Cu et ^{65}Cu sont respectivement égaux à 10,9 MeV et 10,2 MeV [56] et comme nous irradions le cuivre avec un spectre de freinage dont l'énergie maximale est 16,4 MeV ou 18 MeV, en choisissant φ = 21,1 nous introduisons une erreur inférieure à 1 p.100.

α est la proportion de neutrons dus au cuivre-63 (cf. figure 27).

Lorsque nous prenons α égal au pourcentage de ^{63}Cu dans le cuivre naturel nous admettons implicitement que les sections efficaces (γ, n) sont les mêmes pour ^{63}Cu et ^{65}Cu. Or ces noyaux diffèrent de 2 neutrons. KATZ et CAMERON [59] trouvent pour ^{63}Cu et ^{65}Cu un écart important, la section efficace $^{65}Cu(\gamma, n)$ ayant au pic une valeur double de la section efficace $^{63}Cu(\gamma, n)$. NEUDACHIN et al. [60] calculent les courbes de résonance géante pour ^{63}Cu et ^{65}Cu avec le modèle des couches. Ils obtiennent des sections efficaces d'absorption totale très voisines pour les deux noyaux jusqu'à 16 MeV. Même dans le cas d'un spectre créé par des électrons de 18 MeV, la majeure partie de l'intensité gamma a une énergie située dans un domaine où NEUDACHIN et al trouvent que $\sigma(^{63}Cu)$ est identique à $\sigma(^{65}Cu)$. De plus des mesures assez précises ont été effectuées par COOTE et al. [61] avec les gamma du lithium. Si l'on admet le rapport d'intensité des raies "17,6" et "14,8" MeV du lithium mesuré par STEARNS et Mc DANIEL [62] soit 17,6 / 14,8 = 1,94 $\pm$ 0,1 à la résonance, on peut comparer les résultats de COOTE et al. et ceux de NEUDACHIN et al. en calculant la section efficace pour les gamma du lithium.



- Figure 27 - Réactions photonucléaires sur le cuivre.

$$\sigma(\gamma Li) = 0,34\ \sigma(E_\gamma = 14,8) + 0,66\ \sigma(E_\gamma = 17,6)$$

Nous trouvons :

$$\sigma_{Li}(^{63}Cu) = 104,5 \text{ mb}$$
$$\sigma_{Li}(^{65}Cu) = 129,0 \text{ mb}$$

soit un rapport $\sigma_{Li}(^{65}Cu) / \sigma_{Li}(^{63}Cu)$ égal à 1,24 pour NEUDACHIN et al. contre $1,19 \pm 0,03$ pour COOTE et al.

Dans ces conditions nous pensons que la valeur admise pour α est correcte du fait que nous irradions le cuivre avec un spectre d'énergie maximale peu élevée.

Enfin nous avons mesuré la section efficace (γ, n) du cuivre et notre résultat pour ^{63}Cu s'accorde avec les valeurs de COOTE et al.

Chapitre V

RESULTATS EXPERIMENTAUX

1. Les noyaux étudiés.

L'importance de l'épaisseur des cibles nécessaires à l'étude des réactions (γ, n) nous impose l'étude d'éléments possédant un isotope unique ou fortement prépondérant. Nous en avons déterminé l'épaisseur afin de pouvoir négliger la déformation du spectre énergétique du faisceau incident provoquée par les photons diffusés dans la cible par effet Compton. Nous avons admis une absorption par effet Compton de l'ordre de 1.0 p. 100 soit des épaisseurs d'une dizaine de grammes par centimètre carré.

Les caractéristiques des cibles étudiées sont réunies dans le tableau III.

La connaissance du flux n_γ de gamma incident par unité de surface et par seconde, du rendement ρ du détecteur de neutrons, du nombre n_n de neutrons détectés par cm^2 et par seconde, du coefficient μ (cm^2/g) d'absorption des photons dans la cible et de son épaisseur M (g/cm^2) nous permet de calculer la section efficace d'émission des neutrons, c'est-à-dire

$$\sigma(n) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + 2\ \sigma(\gamma, 2n) + \ldots.$$

$$\sigma(n) = \frac{A}{\rho \mathcal{N}} \frac{n_n}{n_\gamma} \cdot \frac{\mu}{1 - e^{-\mu M}}$$

où A est la masse atomique de l'élément étudié et $\mathcal{N}$ le nombre d'Avogadro ($6,02 \times 10^{23}$ $mole^{-1}$).

Tableau III - Caractéristiques des cibles étudiées [1)]

Cible	Nombre d'isotopes	Isotope prépondérant	Epaisseur (g / cm^2)
$^{209}_{83}Bi$	1	209 (100 p. 100)	15, 71
$^{208}_{82}Pb$	4	208 (52, 3 p. 100)	18, 34
$^{197}_{79}Au$	1	197 (100 p. 100)	10, 48
$^{181}_{73}Ta$	1	181 (100 p. 100)	13, 35
$^{140}_{58}Ce$	4	140 (88, 48 p. 100)	10, 87
$^{139}_{57}La$	2	139 (99, 91 p. 100)	12, 46

1) La surface des cibles est 10 cm x 10 cm, sauf pour le lanthane où elle est de 9 cm x 10 cm.

2. Influence des photons diffusés par effet Compton sur le nombre de neutrons créés.

Nous évaluerons cet effet pour des photons de 15 MeV de spectre énergétique étroit. A la sortie de la cible, nous recueillons :

- d'une part le spectre direct qui n'a pas été absorbé et dont l'intensité est égale à :

$$I = e^{-\mu M} = 0,346$$

(l'intensité du flux incident est prise égale à l'unité).

- d'autre part les gamma diffusés par effet Compton. Par bande d'énergie ΔE_γ, le spectre Compton total a une intensité égale à :

$$\frac{dN}{dE_\gamma}\ \Delta E_\gamma = \frac{\mathcal{N} Z}{A}\ \frac{d\sigma}{dE_\gamma}\ \frac{1 - e^{-\mu M}}{\mu}\ \Delta E_\gamma$$

où $d\sigma / dE_\gamma$ est la section efficace différentielle pour la diffusion d'un photon d'énergie E_o dans l'intervalle d'énergie ΔE_γ à E_γ.

Pour connaître le nombre de neutrons produits par les photons Compton, il faut tenir compte de leur absorption dans la cible. Le rapport du nombre Δn de neutrons produits par les photons Compton au nombre de neutrons n dus au faisceau direct est :

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{d\sigma}{dE_\gamma}\ \Delta E_\gamma \cdot \frac{\mathcal{N} Z}{A}\ \frac{1}{\mu}\left[1 - e^{-\mu M} \cdot \frac{M}{\tilde{M}}\right]\ \frac{\sigma_{\gamma n}(E_\gamma)}{\sigma_{\gamma n}(E_o)}$$

où M est l'épaisseur effective, c'est-à-dire l'épaisseur par laquelle il faut remplacer la masse de la cible pour tenir compte de l'auto-absorption du faisceau.

$$\tilde{M} = \frac{1 - e^{-\mu(E) M}}{\mu(E)}$$

Si l'on suppose le rapport $\sigma_{\gamma n}(E_\gamma) / \sigma_{\gamma n}(E_o)$ de l'ordre de l'unité, $\Delta n / n$ varie de $2,5 \cdot 10^{-3}$ pour 7 MeV à $2 \cdot 10^{-3}$ pour 14 MeV, c'est-à-dire que, pour une largeur de 5 MeV environ de la bande d'énergie utile, l'effet parasite est de l'ordre de 1 p. 100. Tant que E_o est du domaine de la résonance géante, l'influence des neutrons produits par les gamma diffusés est négligeable. Par contre, si nous devions travailler à des énergies plus élevées, nous serions dans l'obligation de réduire l'épaisseur des cibles.

3. Résultats expérimentaux.

Ils sont représentés sur les figures 28 à 33 et résumés dans le tableau n° IV.

La forme des sections efficaces en fonction de l'énergie est certainement beaucoup plus précise que celle qui est obtenue au moyen des spectres de freinage. Rappelons qu'elle contient $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, np)$, $2\,\sigma(\gamma, 2n)$ ..... Pour obtenir la section efficace d'absorption totale il faudrait retrancher une fois $\sigma(\gamma, 2n)$ et ajouter $\sigma(\gamma, p)$ et $\sigma(\gamma, \gamma)$...

L'erreur sur les valeurs des sections efficaces est la somme des erreurs sur le rendement ρ, le nombre de gamma n_γ, le nombre de neutrons n_n et la masse effective. Les deux premières erreurs sont identiques pour tous les éléments étudiés, leur somme est égale à 14,8 p. 100. L'erreur sur le taux de comptage n_n est déterminée par les fluctuations statistiques et enfin l'erreur sur la masse effective est toujours inférieure à 5 p. 1000. Sur les courbes nous ne représentons que l'erreur statistique. Dans les conditions expérimentales exposées ci-dessus, les valeurs de sections efficaces de production de photoneutrons sont obtenues avec une erreur relative inférieure à 15 p. 100. Si on tient compte du sens de l'erreur systématique introduite dans la méthode d'intégration des surfaces des pics gamma, l'erreur sur les sections efficaces sera égale à :

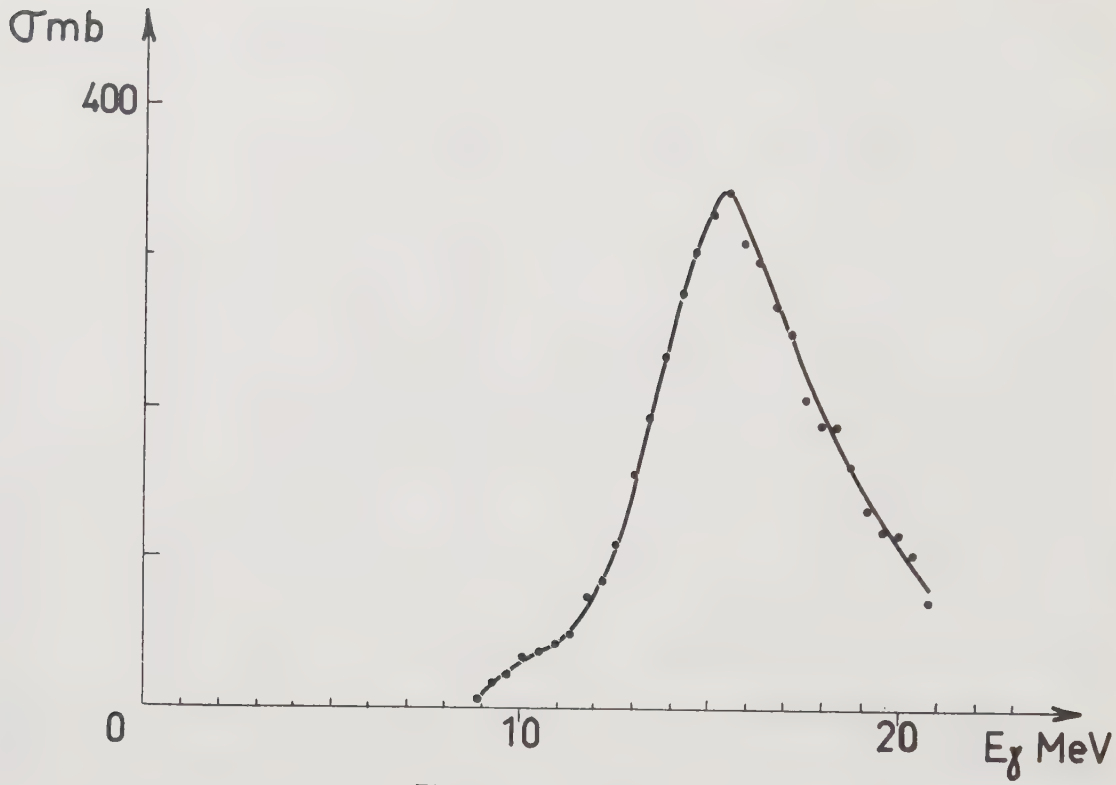
$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \begin{matrix} +\,12 \\ -\,15 \end{matrix} \text{ p. 100}$$

Tableau IV - Résultats expérimentaux

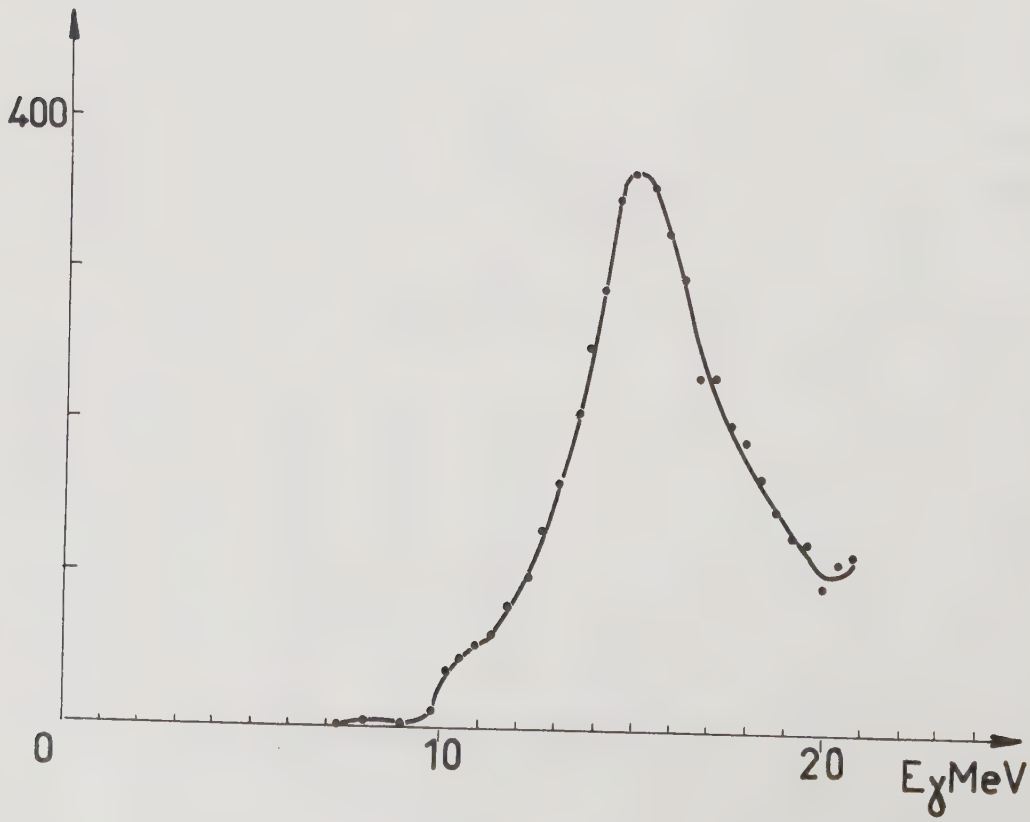
Elément	Q (γ, n) (MeV)	E_m (MeV)	σ_m (mb)	(MeV)	σ_o 1) (MeV. b)	σ_{-1} 1) (mb)	σ_{-2} 1) μb/MeV	$\frac{\sigma_o}{0,06 \frac{NZ}{A}}$
$^{139}_{57}La^{82}$	8, 80 (N.H)	15, 6	350	4, 4	1, 91	120	7, 85	0, 94
$^{140}_{58}Ce^{82}$	9, 05 (T.S)	15, 6	365	4, 8	1, 88	123	8, 08	0, 92
$^{181}_{73}Ta^{108}$	7, 55 (N.H)	13, 2 et 16, 3	300 et 390	8, 8	2, 97	200	13, 6	1, 13
$^{197}_{79}Au^{118}$	7, 90 (N.H)	14, 2	480	5, 3	3, 00	200	14, 0	1, 06
$^{208}_{82}Pb^{126}$	7, 38 (T.S)	14, 0	650	5, 0	4, 10	280	20, 5	1, 38
$^{209}_{83}Bi^{126}$	7, 44 (T.S)	14, 0	640	4, 9	3, 75	260	18, 4	1, 24

1) Les intégrales σ_o, σ_{-1} et σ_{-2} sont prises jusqu'à 21, 2 MeV pour La et Ce et jusqu'à 22 MeV pour les autres noyaux.

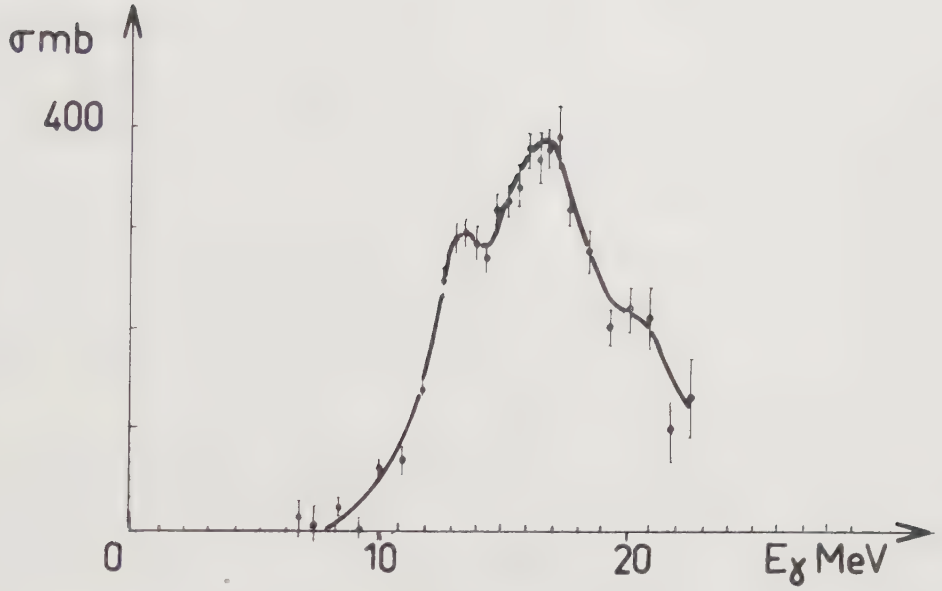
(N.H) : NATHANS et HALPERN [9] (T.S) : TOMS et STEPHENS [64]



- Figure 28 - Lanthane.



- Figure 29 - Cérium.



- Figure 30 - Tantale.

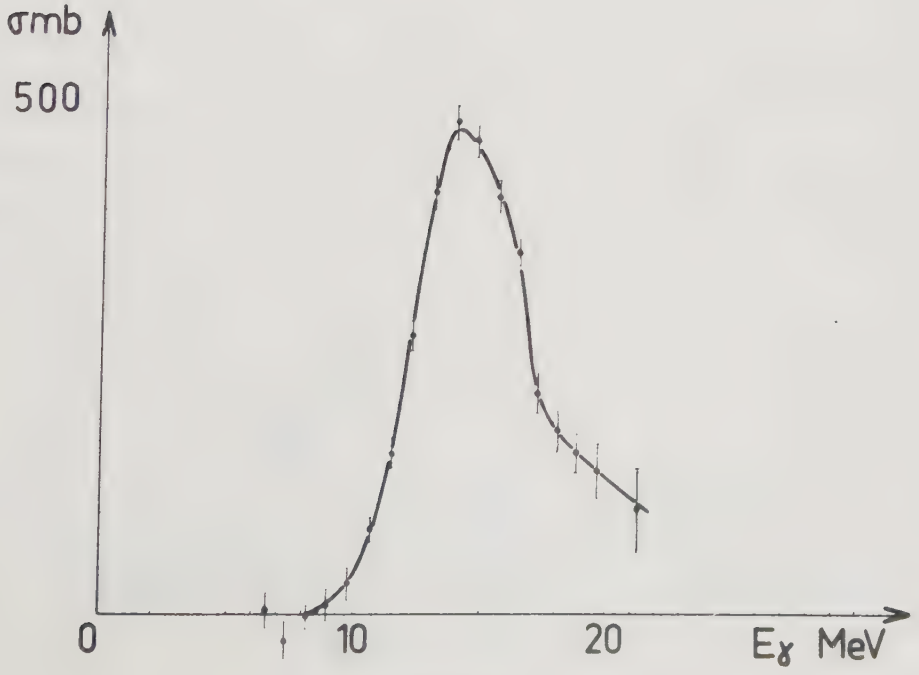
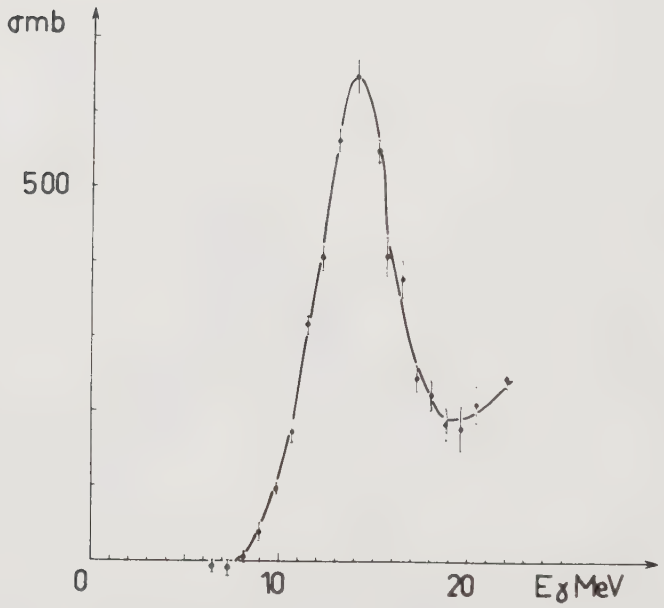
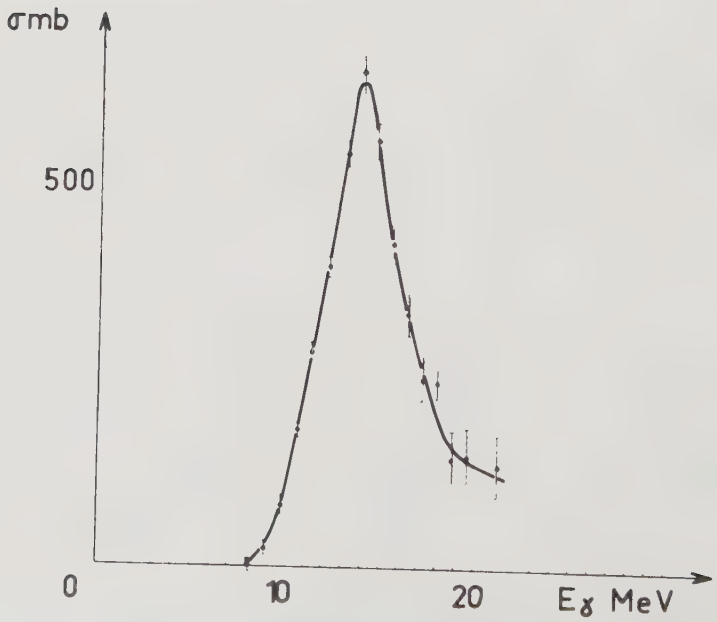


Figure 31 - Or.



- Figure 32 - Plomb.



- Figure 33 - Bismuth.

4. Discussion.

Les premières remarques qui apparaissent lorsqu'on regarde les résultats sont la ressemblance entre les courbes du plomb et du bismuth ainsi qu'entre celles du lanthane et du cérium, paires de noyaux qui ne diffèrent que d'un proton et la double résonance très nette du tantale.

Nous comparerons d'abord les données expérimentales aux règles de somme, puis nous confronterons nos résultats pour les noyaux sphériques et quasi-sphériques à ceux des autres auteurs et enfin nous discuterons le cas des noyaux déformés.

a) Les règles de somme.

Si on admet une proportion de force d'échange de 50 p. 100, la règle de somme s'écrit

$$\sigma_o = 1,4 \left[0,06 \frac{NZ}{A} \right]$$

Dans le cas des noyaux lourds, comme le plomb et le bismuth, nous nous en approchons et, compte tenu des erreurs dont elles sont entachées, nous pouvons dire que nos valeurs sont en accord avec celles obtenues théoriquement. Par contre, même en admettant une erreur maximale de 12 p. 100 par défaut sur nos résultats, ces derniers demeurent inférieurs à ceux de la théorie pour les quatre autres noyaux étudiés. L'écart constaté peut être dû :

1°- au fait que notre limite d'intégration est trop basse et que les gamma d'énergie supérieure à cette limite contribuent de façon importante à σ_o

2°- à l'existence d'une section efficace importante correspondant à un processus non détecté : par exemple (γ, p), (γ, γ) ou (γ, γ')

3°- à une proportion de force d'échange inférieure à 50 p. 100.

Enfin, remarquons que nous avons inclus en trop dans σ_o l'intégrale $\int \sigma(\gamma, 2n)\, dE$ et que nous devons la retrancher.

Les données expérimentales qui nous fournissent les moyens d'apprécier la proportion de photoprotons par rapport aux photoneutrons sont peu nombreuses et certaines sont compliquées à interpréter. Elles permettent de conclure que, pour les noyaux étudiés, l'apport de la réaction (γ, p) à σ_o est négligeable aux énergies considérées.

Par exemple, pour le bismuth, TOMS et STEPHENS [64] obtiennent $5 . 10^4$ protons par mole et par roëntgen avec un spectre de freinage de 24 MeV tandis que NATHANS et HALPERN [9] mesurent $25 . 10^6$ neutrons par mole et par roëntgen, soit 500 fois plus, mais avec un spectre de freinage de 22 MeV.

Une mesure plus poussée a été effectuée par CAMERON et al. [65] dans le cas du plomb. Ils ont étudié les réactions $^{207}Pb(\gamma, p)\ ^{206}Tl$, $^{208}Pb(\gamma, p)\ ^{207}Tl$ et $^{208}Pb(\gamma, np)\ ^{206}Tl$ par activation. Ils trouvent une section efficace maximale de 5 mb à 26 MeV, valeur que nous pouvons comparer au résultat de MONTALBETTI et al. [39] qui donnent pour le maximum de la section efficace (γ, n) du plomb : 810 mb à 13,7 MeV. La réaction (γ, p) jouerait pour 0,015 MeV.barn dans la section efficace intégrée jusqu'à 22 MeV.

Le tantale, par réaction (γ, p), produit ^{180}Hf qui est stable mais l'état métastable de 5,5 heures de ce noyau est également formé. CARVER et al. [66] déterminent la section efficace de la réaction $^{181}Ta(\gamma, p)\ ^{180}Hf^m$ dont le maximum est de 1,0 mb à 28 MeV. La section efficace intégrée jusqu'à 32 MeV est égale à 10 ± 2 MeV . mb, soit 3 p. 1000 de la section efficace intégrée totale.

Dans le cas du cérium, TOMS et STEPHENS [64] détectent 2,5 fois plus de protons que dans le cas du bismuth. Cela signifie que la réaction (γ, p) sur le cérium serait d'environ 1 p. 100 de l'absorption totale.

La diffusion élastique des gamma n'est pas susceptible d'accroître la section efficace intégrée σ_o de façon notable. Ainsi, sa contribution à σ_o n'est que de 2,5 p. 100 dans le cas du plomb et celui du bismuth et les relations de dispersion montrent qu'elle est plus faible pour les noyaux plus légers.

Le manque de données ne nous permet pas d'apprécier la contribution des réactions $(\gamma, 2n)$. Dans ces conditions, nous avons préféré laisser notre résultat expérimental brut plutôt que de lui soustraire d'une façon absolument arbitraire $\sigma(\gamma, 2n)$. La proéminence qui existe dans la descente de la courbe vers les grandes énergies peut lui être imputée en partie.

La comparaison des résultats expérimentaux et théoriques pour les autres règles de somme (σ_{-1} et σ_{-2}) est plus complexe. Le tableau V souligne que nos résultats sont inférieurs aux valeurs de LEVINGER [29] Nous les avons également comparés à l'expression de FOLDY [25] calculée en admettant que la valeur quadratique moyenne de la distribution de charge est égale à 0,775 fois le rayon nucléaire, c'est-à-dire une charge uniformément répartie.

L'existence d'un écart par rapport au résultat de FOLDY s'explique car la formule de FOLDY n'est certainement pas valable pour les noyaux lourds, comme nous l'avons souligné dans le chapitre premier. LEVINGER et KENT [81] ont montré que la contribution des corrélations entre le mouvement des nucléons dans le noyau modifie la dépendance de σ_{-1} en $A^{5/3}$. Dans le cas du modèle des couches dans un puits de potentiel carré, ils obtiennent la valeur $\sigma_{-1} = 0,30 \times A^{4/3}$. Ils négligent l'influence du potentiel coulombien et du couplage spin-orbite.

Il serait intéressant de reprendre les calculs de FOLDY et de LEVINGER et KENT avec des expressions des fonctions d'onde plus détaillées.

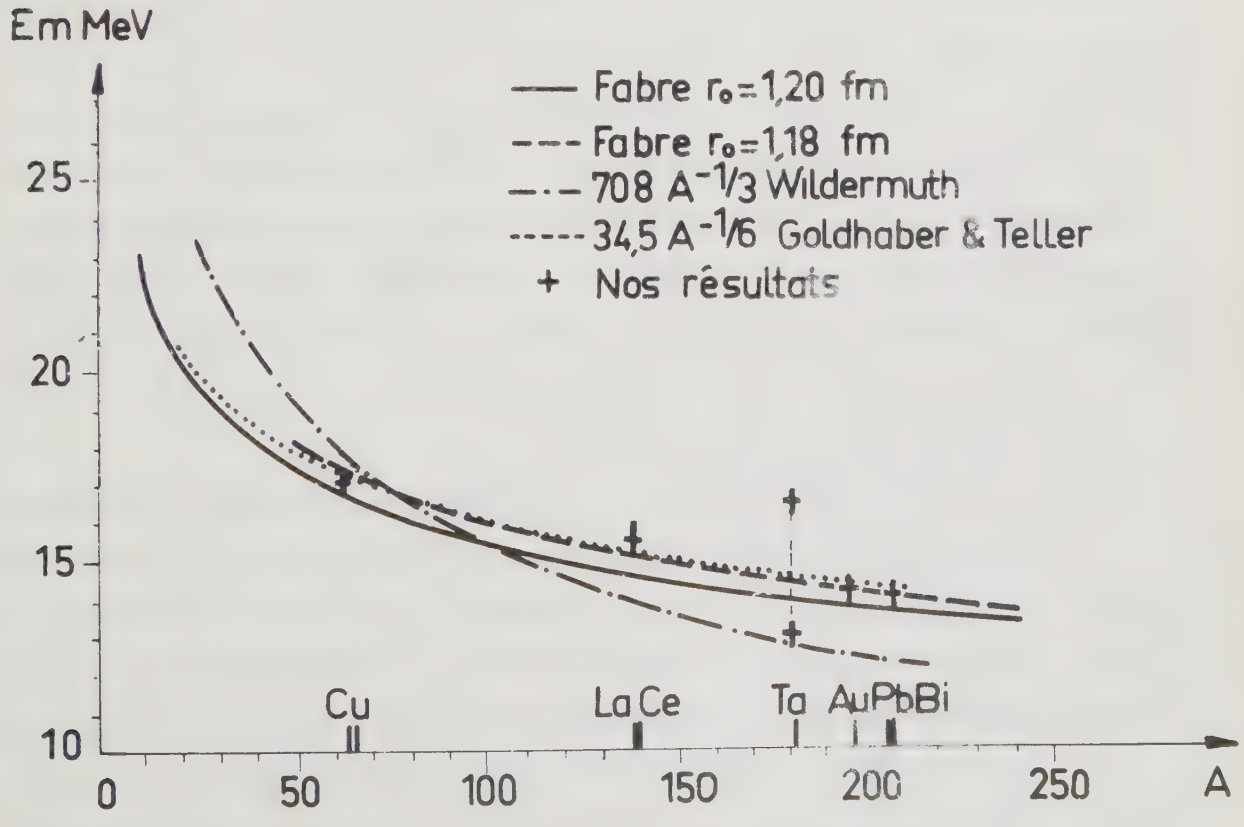
Tableau V - $\sigma_{-1} = \int \frac{\sigma}{E} dE$

Elément	Notre valeur expérimentale σ_{-1} (mb)	$\sigma_{-1} / A^{5/3}$		$\sigma_{-1} / A^{4/3}$	
		FOLDY [1] (mb)	Nous (mb)	LEVINGER (mb)	Nous (mb)
^{139}La	120	210	32	300	170
^{140}Ce	123	210	32	300	170
^{181}Ta	200	210	34	300	200
^{197}Au	200	210	30	300	190
^{208}Pb	280	210	38	300	230
^{209}Bi	260	210	35	300	210

1) Cette valeur est calculée en admettant que la valeur quadratique moyenne de la distribution de charge est égale à 0,775 fois le rayon nucléaire, c'est-à-dire une charge uniformément répartie.

b) La forme de la résonance géante.

Si une incertitude demeure sur la valeur absolue des sections efficaces de production de photoneutrons, nous pouvons affirmer que la forme de nos courbes de sections efficaces est plus proche de la réalité que celle des courbes obtenues à partir des spectres de freinage. Les valeurs de l'énergie maximale E_m que nous obtenons sont précises à 0,5 MeV près. Si nous y incluons celles de la réaction Cu (γ, n) pour laquelle nous mesurons E_m = 16,8 MeV nous nous apercevons qu'elles ne s'accordent pas avec les formes en $A^{-1/3}$ du modèle hydrodynamique (par exemple sur la figure 34 nous avons représenté la formule de WILDERMUTH [38] $E_m = 70,8\ A^{-1/3}$) mais qu'elles concordent avec une évolution en $A^{-1/6}$



- Figure 34 - Position du pic de la résonance géante : comparaison de nos résultats expérimentaux avec les diverses théories.

obtenue dans le modèle vibrationnel de GOLDHABER et TELLER [63] . Nos valeurs expérimentales se situent sur la courbe calculée par FABRE de la RIPELLE [32]

Quant à nos valeurs de largeur à mi-hauteur, elles suivent l'évolution indiquée dans le travail de DANOS (cf. figure 4).

c) Lanthane et cérium.

Ces deux noyaux possèdent 82 neutrons et diffèrent d'un seul proton. Les variations avec l'énergie de leur section efficace sont très voisines. Nous avons étudié à nouveau ces deux noyaux avec une meilleure statistique : les formes obtenues dans cette seconde série d'expériences qui sont présentées dans ce rapport confirment nos premiers résultats. L'évolution de la section efficace au voisinage du seuil rappelle l'hypothèse de WEISSKOPF relative à une absorption quadrupolaire dans ce domaine d'énergie. Il serait intéressant de compléter nos expériences par des mesures de distributions angulaires. Le seul autre travail relatif à ces éléments est celui de NATHANS et HALPERN [9] sur le lanthane. Ces auteurs trouvent E_m = 13,8 MeV et Γ = 5,7 MeV ; ils ne donnent pas la valeur des sections efficaces mais seulement la forme de la courbe.

d) Plomb et bismuth.

Les résultats relatifs à ces deux noyaux qui diffèrent également d'un proton soulignent que, dans le cas des noyaux lourds, la contribution du coeur du noyau, ou si l'on veut du mouvement collectif, est prépondérante. Le proton célibataire influe très peu sur l'absorption des photons. Dans le tableau VI, nous comparons nos données à celles de divers auteurs.

Ici également, bien que ^{208}Pb soit l'isotope prépondérant, la largeur de la résonance pourrait être augmentée par la contribution des autres isotopes du plomb qui dénaturent la "pureté" du cas d'un noyau ayant une couche fermée en neutrons et en protons (N = 126 et Z = 82).

Tableau VI - Paramètres de la résonance géante pour Pb et Bi

	E_m (MeV)				σ_m (mb)				Γ (MeV)			
	N.H	M.K.G	F.H	Nous	N.H	M.K.G	F.H	Nous	N.H	M.K.G	F.H	Nous
Pb [1]		13,7	13,5	14,0		810	900	650			4,7	5,0
Bi	13,2	14,2		14,0	630	920		640	4,1			4,9

N.H : NATHANS et HALPERN [9]

M.K.G. : MONTALBETTI et al. [39]

F.H. : FULLER et HAYWARD [70]

1) N.H, M.K.G et nous-même utilisons du plomb naturel (52,3 p.100 de ^{208}Pb) tandis que F.H utilisent du plomb enrichi (73 p.100 de ^{208}Pb)

Il est peu vraisemblable que cet effet soit si important. FULLER et HAYWARD [70] ont étudié avec un spectre de freinage une cible de plomb enrichie à 73 p. 100 en isotope 208. La largeur de leur pic est 4, 7 MeV si l'on examine leur résultat brut. Ils corrigent leur courbe de l'effet de la multiplicité des neutrons en admettant que 30 p. 100 des neutrons émis au-dessus du seuil $(\gamma, 2n)$ le sont par effet direct. Dans ces conditions leur valeur de Γ tombe à 3, 8 MeV. La différence de concentration de ^{208}Pb ne justifie pas un tel écart.

e) Le tantale et l'or.

Le noyau ^{197}Au est faiblement déformé tandis que celui de ^{181}Ta l'est fortement. Les valeurs des moments quadrupolaires de ces deux noyaux respectivement + 0, 6 b [72] et + 6 b [74] fournissent pour le coefficient de déformation $\mathcal{E}$ de DANOS ($\mathcal{E} = (a^2 - b^2) / R^2$) : 0, 035 pour l'or et 0, 40 pour le tantale. FULLER et WEISS [71] concluent à l'existence de deux pics écartés de 0, 75 MeV dans le cas de l'or mais, pour confirmer ce résultat, il nous faut connaître la section efficace de façon plus précise. Leur résultat pour le tantale est plus net mais la connaissance des valeurs actuelles de la section efficace de la réaction $^{181}Ta(\gamma, 2n)$ ^{179}Ta est quasi nulle, ce qui rend incertain le calcul des caractéristiques des deux résonances. CARVER et TURCHINETZ [73] proposent une courbe de section efficace de la réaction $^{181}Ta(\gamma, 2n)$ ^{179}Ta (T = 600 j), mais ils la déterminent avec seulement deux mesures avec spectres de freinage à 18 et 30 MeV.

Soulignons que la forme de section efficace que nous obtenons est très différente de celles des diverses équipes travaillant avec des spectres de freinage [71] [75] qui trouvent deux valeurs très voisines pour les sections efficaces maximales.

Tableau VII - Paramètres de la résonance géante pour Au et Ta

	E_m (MeV)				σ_m (MeV)				Γ (MeV)			
	N.H	M.K.G	F.W	Nous	N.H	M.K.G	F.W	Nous	N.H	M.K.G	F.W	Nous
^{197}Au	13,9	14,2	13,5	14,2	456	700	590	480	6,9		4,6	5,3

	E_m et E'_m (MeV)		σ_m et σ'_m (MeV)		Γ_{totale} (MeV)	
	F.W	Nous	F.W.	Nous	F.W	Nous
^{181}Ta 1)	12,45 - 15,45	13,1 - 16,4	420 et 410	300 - 390	6,6	8,8

1) Il s'agit des valeurs lues directement sur la courbe expérimentale et non de la décomposition en deux résonances.

N.H [9] - M.K.G. [39] - F.W. [71]

Il est possible de déterminer les valeurs des maximums E_a et E_b des résonances du tantale et d'obtenir de la sorte le moment quadrupolaire intrinsèque de ce noyau.

Tableau VIII - Moment quadrupolaire intrinsèque

	E_a	E_b	E_b / E_a	Q [$r_o = 1,2$ f]
FULLER et WEISS	12,45	15,45	$1,25 \pm 0,01$	$6,9 \pm 0,4$ barns [1]
Nous	12,70	16,20	$1,275 \pm 0,025$	$7,8 \pm 0,6$ barns

1) FULLER et WEISS obtiennent $Q = 5,7 \pm 0,3$ b avec $r_o = 1,09$ f

La décomposition en deux résonances de la forme de LORENTZ a été effectuée au Service de Calcul Electronique Arithmétique de SACLAY par la méthode des moindres carrés. Il est très difficile d'apprécier l'incertitude sur la détermination des valeurs de E_a et E_b. Pour un rapport E_b / E_a de l'ordre de 1,25 l'erreur sur le moment quadrupolaire s'écrit :

$$\frac{\Delta Q}{Q} \simeq 4 \left[\frac{\Delta E_a}{E_a} + \frac{\Delta E_b}{E_b} \right]$$

Si l'on admet une incertitude sur E_a et E_b de l'ordre de 1 p. 100, soit respectivement 130 keV et 160 keV, l'erreur sur Q est égale à 8 p. 100. La précision obtenue est encore faible mais elle sera améliorée avec le développement de la technique.

Chapitre VI

CONCLUSION

Nous nous sommes fixé comme objectif la mise au point d'une méthode de mesure en valeur absolue des sections efficaces des réactions photonucléaires avec émission de neutron. Un nouveau type de source de gamma obtenue par annihilation en vol de positons permet d'obtenir des photons d'énergie variable et de largeur spectrale faible par rapport aux spectres de freinage qui étaient pratiquement les seules sources de gamma de grande énergie utilisées pour l'étude des photoréactions. Ainsi le spectre des photons de 15 MeV possède une largeur à mi-hauteur d'environ 0,5 MeV dans nos conditions expérimentales.

Nous avons déterminé le nombre de photons que nous pouvions obtenir dans la cible productrice de photoneutrons. Dans notre dispositif, le flux maximal de photons atteint 5.10^5 photons/minute. Les valeurs du nombre de photons sont déterminées à 8 p. 100 près. Il sera possible d'améliorer cette précision, d'une part en utilisant un scintillateur plus épais pour la mesure du nombre de photons et d'autre part en accroissant la sensibilité du système de mesure de l'intensité des positons. Enfin, dans le cas où le nombre de photons devient trop faible au niveau actuel de la cible (γ, n) nous pouvons déplacer l'ensemble de détection directe de neutrons afin de placer cette cible à l'endroit de convergence du faisceau de gamma monochromatiques.

La mesure des sections efficaces nécessite également la connais-

sance du rendement du détecteur de neutrons. La détermination a été effectuée par comparaison entre les neutrons produits par le cuivre et l'activité induite du cuivre 62. Nous obtenons pour ce rendement (1,48 $\pm$ 0,10) p.100 Cette faible valeur nous a incités à construire un nouvel ensemble de détection de neutrons en doublant le nombre de compteurs à BF_3 d'une part et en diminuant la distance des compteurs à la source de neutrons d'autre part. Les premières études avec cet ensemble montrent que nous gagnerons un facteur d'environ 5 sur la valeur du rendement.

Les sections efficaces de production de photoneutrons par divers noyaux moyens et lourds (lanthane, cérium, tantale, or, plomb et bismuth) sont déterminées en valeur absolue avec une erreur relative de 15 p.100. Les résultats obtenus s'accordent avec les théories qui interprètent la résonance géante par un mouvement collectif des protons par rapport aux neutrons. L'influence de la déformation du noyau sur la forme de la résonance géante est soulignée dans le cas de ^{181}Ta pour lequel elle se décompose en deux pics. Une amélioration de la statistique des mesures permettra de déterminer les moments quadrupolaires des noyaux déformés avec une meilleure précision.

Ce travail confirme la nécessité d'étudier les réactions photonucléaires à l'aide des photons monochromatiques et souligne l'intérêt de ce nouveau moyen d'investigation en physique nucléaire.

BIBLIOGRAPHIE

[1] - CHADWICK J. et GOLDHABER M.
Nature, 1934, 134, 237

[2] - SZILARD L. et CHALMERS T.A.
Nature, 1934, 134, 494

[3] - BOTHE W. et GENTNER W.
Z. Physik, 1937, 106, 236

[4] - KATZ L. et CAMERON A.G.W.
Can. J. Phys., 1951, 29, 518

[5] - PENFOLD A.S. et LEISS J.E.
Analysis of Photo-cross sections. University of Illinois, 1958.

[6] - JOHNS H.E., KATZ L., DOUGLAS R.A. et HASLAM R.N.H.
Phys. Rev., 1950, 80, 1062

[7] - BALDWIN G.C. et KLAIBER G.S.
Phys. Rev., 1948, 73, 1156

[8] - JONES L.W. et TERWILLIGER K.M.
Phys. Rev., 1953, 91, 699

[9] - NATHANS R. et HALPERN J.
Phys. Rev., 1954, 93, 437

[10] - ZIEGLER B.Z.
Z. angew. Phys., 1958, 10, 387

[11] - MIHAILOVIC M.V., PREGL G., KERMEL G. et KREGAR M.
Phys. Rev., 1959, 114, 1621

[12] - TAMAS G., MILLER J., SCHUHL C. et TZARA C.
J. Phys. Radium, 1960, 21, 532

[13] - WEIL J.W. et Mc DANIEL B.D.
Phys. Rev., 1952, 92, 391

[14] - O'CONNEL, TIPLER P. et AXEL P.
University of Illinois, Technical Report n° 21, janvier 1961

[15] - HAYWARD E. et FULLER E.G.
Phys. Rev., 1957, 106, 991

[16] - TZARA C.
C.R. Acad. Sci., 1957, 245, 56 - et rapport CEA, mars 1958, n° 814

[17] - LEVINGER J.S.
Nuclear Photo-disintegration, Oxford University Press, 1960

[18] - DANOS M.
Lectures at University of Maryland, 1961

[19] - FULLER E.G. et HAYWARD E.
Nuclear Reaction, vol. II, North Holland Publ. Cy (à paraître)

[20] - LEVINGER J.S. et BETHE H.A.
Phys. Rev., 1950, 78, 115

[21] - BETHE H.A. et SALPETER E.
Handbook of physics, 1957, XXV

[22] - OKAMOTO K.
Effect of nuclear forces on the cross sections of photonuclear reaction. Tokyo, 1958.

[23] - GELL-MANN M., GOLBERGER M.L. et THIRRING W.E.
Phys. Rev., 1954, 95, 1612

[24] - BOHR N., PEIERLS R.E. et PLACZEC G.
Nature, 1939, 144, 200

[25] - FOLDY L.L.
Phys. Rev., 1957, 107, 1303

[26] - HOFSTADTER R.
Rev. mod. Phys., 1956, 28, 214

[27] - LEVINGER J.S.
Phys. Rev., 1955, 97, 122

[28] - KHOKHLOV Yu.K
Dokl. Akad. Nauk. S.S.S.R., 1954, 97, 239

[29] - LEVINGER J.S.
Phys. Rev., 1957, 107, 554

[30] - OKAMOTO K.
Phys. Rev., 1959, 116, 428

[31] - MIGDAL A.
J. Phys. URSS, 1944, 8, 331

[32] - FABRE DE LA RIPELLE M.
Nuclear Physics, 1961, 27, 561

[33] - WEISSKOPF V.F.
Nuclear Physics, 1957, 3, 423

[34] - BURKHARDT J.L.
Phys. Rev., 1953, 91, 420

[35] - WILKINSON D.H.
Physica, 1956, 22, 1039

[36] - STEINWEDEL H. et JENSEN H. J. D.
Z. für Naturf., 1950, 5a, 413

[37] - REIFMAN A.
Z. fur Naturf., 1953, 8a, 502

[38] - WILDERMUTH K.
Z. fur Naturf., 1955, 10a, 447

[39] - MONTALBETTI R., KATZ L. et GOLDEMBERG J.
Phys. Rev., 1953, 91, 659

[40] - OKAMOTO K.
Phys. Rev., 1958, 110, 143

[41] - DANOS M.
Nucl. Phys., 1958, 5, 23

[42] - BOHR A. et MOTTELSON B.
Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat. Fys. Medd., 1953, 27, n° 6

[43] - NILSSON S. G.
Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat. Fys. Medd., 1955, 29, n° 16

[44] - WILKINSON D. H.
Phil. Mag., 1958, 3, 567
et Congrès International de Physique Nucléaire, Dunod, Paris, 1958

[45] - MOTTELSON R. et NILSSON S. G.
Nuclear Physics, 1959, 13, 281

[46] - COURANT E. D.
Phys. Rev., 1951, 82, 703

[47] - PRICE G. A.
Phys. Rev., 1954, 93, 1279

[48] - KOFOED-HANSEN O., LINDHARD J. et NIELSEN O.B.
Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat. Fys. Medd., 1950, 25, n° 16

[49] - SCHUHL C. et TZARA C.
Nuclear Instruments and Methods, 1961, 10, 217

[50] - JAFFEY A.H., MALLMANN C.A., SUAREZ-ETCHEPARE J. et SUTER T.
Argonne National Laboratory, 1960, ANL 6222

[51] - SCHUHL C.
J. Phys. Radium, 1956, 17, 97

[52] - BIRKHOFF R.D.
Handbook of Physics, 1958, 44, 70

[53] - SCHUHL C.
Rapport C.E.A., n° 1800, 1961

[54] - MILLER J., SCHUHL C., TAMAS G. et TZARA C.
J. Phys. Radium, 1960, 21, 755

[55] - WHITE G.R.
X-rays attenuation coefficient, 1952, NBS Report n° 1003

[56] - SHER R., HALPERN J. et MANN A.K.
Phys. Rev., 1951, 84, 387

[57] - BARTHELEMY R. et EISENBERG S.
(à paraître)

[58] - FRISCH O.R., HALBAN H.V. et J. KOCH
Kgl Danske Vidensk. Selskab. Mat. Fys. Medd., 1938, 15, n° 10

[59] - KATZ L. et CAMERON A.G.W.
Can. J. Phys., 1951, 29, 518

[60] - NEUDACHIN V.G., SCHEVCHENKO V.G. et YUDIN N.D.
JETP, 1961, 12, 79

[61] - COOTE G.E., TURCHINETZ W.E. et WRIGHT I.F.
Nuclear Physics, 1961, 23, 468

[62] - STEARNS M.B., et DANIEL Mc D.
Phys. Rev., 1951, 82, 450

[63] - GOLDHABER M. et TELLER E.
Phys. Rev., 1948, 74, 1046

[64] - TOMS M.E. et STEPHENS W.E.
Phys. Rev., 1953, 92, 362

[65] - CAMERON A.G.W., HARMS W. et KATZ L.
Phys. Rev., 1951, 83, 1264

[66] - CARVER J.H., TAYLOR R.B. et TURCHINETZ W.E.
Aust. J. Phys., 1960, 13, 617

[67] - KONIG L.A., MATTAUCH J.H.E. et WAPSTRA A.H.
Nuclear Physics, 1961, 28, 1

[68] - STROMINGER D., HOLLANDER J.M. et SEABORG G.T.
Rev. Mod. Phys., 1958, 30, 585

[69] - WAPSTRA A.H.
Nuclear Physics, 1961, 28, 29

[70] - FULLER E.G. et HAYWARD E.
(projet de rapport)

[71] - FULLER E.G. et WEISS M.S.
Phys. Rev., 1958, 112, 560
et NBS Report 5687

[72] - KOPFERMANN H.
Nuclear Moments, Acad. Press. Inc., 1958

[73] - CARVER J.H. et TURCHINETZ W.E.
Proc. Phys. Soc., 1958, 71, 613

[74] - BLATT J.M. et WEISSKOPF V.F.
Theoretical Nuclear Physics, John Wiley and sons, 1952

[75] - SEWARD F.D., FULTZ S.C., JUPITER C.P. et SHAFER R.E.
UCRL 6177, 1960

[76] - BUSSIERE de NERCY A. - Thèse 1962, Paris

[77] - BRINK D.M.
Nuclear Physics, 1957, 4, 215

[78] - TAGLIABUE F. et GOLDEMBERG J.
Nuclear Physics, 1961, 23, 144

[79] - DYSON F.J. et ÜBERALL H.
Phys. Rev., 1955, 99, 604 L

[80] - ÜBERALL H.
Phys. Rev., 1956, 103, 1055

[81] - LEVINGER J.S. et KENT D.C.
Phys. Rev., 1954, 95, 418

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Les anneaux de stockages, moyen d'étude
de l'interaction négaton-positon

Vu et approuvé :

Paris, le *8 mai 1962*

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

Jean ROCHE

S 1785 — Paris, I.A.C., 8, rue de Furstenberg (6-58) n° 453